ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :

1434

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Nicole Willis née Osenda

Sujet : Etude expérimentale et analyse de la réaction d'échange de charge (^{3}He,t) à 217 MeV.

Soutenue le 11 mars 75 **devant la Commission d'examen**

Mme N. MARTY — Président.

MM. R. SCHAEFFER
I. BRISSAUD
H. SERGOLLE
J. GILLESPIE
— Examinateurs.

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Nicole Willis née Osenda

Sujet : Etude expérimentale et analyse de la réaction d'échange de charge (^{3}He,t) à 217 MeV.

Soutenue le 11 mars 75 **devant la Commission d'examen**

Mme N. MARTY — Président.

MM. R. SCHAEFFER
I. BRISSAUD
H. SERGOLLE
J. GILLESPIE
— Examinateurs.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier vivement toutes les personnes qui m'ont permis de réaliser ce travail de recherche.

Messieurs les Professeurs M. JEAN et M. RIOU qui m'ont accueillie à l'Institut de Physique Nucléaire.

Madame le Professeur N. MARTY qui, dans la division de Physique Nucléaire, a toujours fait preuve à mon égard de compréhension et de bienveillance.

Monsieur I. BRISSAUD qui a dirigé ce travail et m'a fait bénéficier de son expérience et de ses conseils avec beaucoup de patience et de gentillesse.

Monsieur B. TATISCHEFF pour l'intérêt constant qu'il a porté à ce travail et les suggestions et encouragements qu'il n'a cessé de me donner.

Messieurs L. BIMBOT et Y. LE BORNEC qui ont participé à ce travail d'équipe avec dynamisme et bonne humeur et que je remercie de leur aide efficace et amicale.

Monsieur R. SCHAEFFER qui m'a initiée avec gentillesse à l'utilisation du programme "DWBA 70" qu'il m'a fourni et qui m'a utilement conseillée au long de l'interprétation théorique des résultats.

Monsieur E. ROST qui m'a aimablement communiqué le programme "CHUCK" et avec qui j'ai pu avoir de nombreuses et fructueuses discussions.

Ce travail a pu être réalisé grâce à la compétence de Monsieur L. STAB et des membres du service jonctions qui ont mis au point les détecteurs Ge(Li).

Je tiens à remercier Messieurs P. COURTAT, M. ENGRAND et F. REIDE qui m'ont efficacement aidée à résoudre les problèmes d'électronique ainsi que Melle F. SAMARAN du bureau de calcul.

Je tiens aussi à remercier l'équipe de conduite du synchrocyclotron, le personnel administratif et technique ainsi que tous les collaborateurs de l'I.P.N qui ont permis, par leur aide, de mener à bien ce travail.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544725_0022

S O M M A I R E

	Pages
INTRODUCTION	1
PREMIER CHAPITRE : TECHNIQUES EXPERIMENTALES.	5
Introduction.	7
I - Description du dispositif expérimental.	7
1. Le faisceau jusqu'à la cible.	7
2. Les cibles.	8
3. Dispositif de détection. Détecteurs.	9
- Détecteur ΔE.	10
- Détecteur E.	10
4. Schéma électronique. Acquisition des données.	10
II - Réglages et étalonnage de la chaîne électronique.	12
1. Voie E+ΔE.	12
2. Voie identification.	12
III - Etude du détecteur Ge-Li.	14
1. Caractéristiques des jonctions.	15
2. Essai dans un faisceau de protons.	15
- Méthode expérimentale.	15
- Résultats obtenus en protons.	15
a) Zones mortes et zone utile.	15
b) Résolution en énergie.	17
c) Efficacité.	18
d) Linéarité.	19
3. Conclusion de cette étude.	19
IV - Analyse des résultats.	20
1. Calculs des sections efficaces.	20

2. *Précisions des résultats.* 20
- Erreurs systématiques. 20
- Erreurs aléatoires. 20
3. *Les résultats expérimentaux.* 20
- Réaction $^{12}C(^{3}He,t)^{12}N$. 21
- Réaction $^{10}B(^{3}He,t)^{10}C$. 21
- Réaction $^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B$. 21
- Réaction $^{11}B(^{3}He,t)^{11}C$. 21

V - Méthode expérimentale utilisée dans l'expérience ($^{3}He,^{3}He'$) sur les niveaux analogues et résultats obtenus. 23
1. *Le dispositif expérimental.* 23
2. *Résultats et erreurs.* 23

DEUXIEME CHAPITRE : CADRE THEORIQUE ET INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX. 25

Introduction. 27

I - Etude du processus en une étape. 27
A. Rappel du formalisme de la DWBA. 27
1. *Amplitude de diffusion et section efficace.* 27
2. *Règles de sélection.* 29
B. Les voies optiques et l'étude de la diffusion élastique de particules ^{3}He. 30
1. *Le potentiel optique de la voie d'entrée.* 30
2. *Le potentiel optique de la voie de sortie.* 34
C. Le calcul de l'interaction nucléon-projectile. 34
1. *La partie centrale de l'interaction.* 35
2. *Détermination de la paramétrisation de la force à l'aide de l'interprétation microscopique de la diffusion élastique.* 36
3. *Le terme d'échange.* 37
4. *La partie tenseur de l'interaction.* 38
5. *Etude de la partie sensible de l'interaction.* 40
6. *La partie spin-orbite de l'interaction.* 44

D. Le modèle nucléaire. 44

1. Le modèle de Gillet et Vinh-Mau. 44

2. Le modèle de Cohen et Kurath. 45

- Hypothèses de ce modèle. 45
- Utilisation et validité. 46

E. Les résultats du calcul et la confrontation avec les résultats expérimentaux. 49

1. Influence des différents paramètres sur le résultat du calcul. 49

- Influence des voies optiques. 49
- Influence des différents termes de l'interaction. 50

2. Etude des deux réactions $^{12}C(^3He,t)^{12}N$ et $^{12}C(^3He,^3He')^{12}C^*$ sur les niveaux analogues. 53

3. Etude de la réaction $^{10}B(^3He,t)^{10}C$. 55

4. Etude des deux réactions $^9Be(^3He,t)^9B$ et $^9Be(^3He,^3He')^9Be^*$ sur les niveaux analogues. 58

5. Etude de la réaction $^{11}B(^3He,t)^{11}C$. 61

6. Conclusion de cette étude. 64

F. Quelques calculs en DWBA macroscopique . 66

1. Formalisme. 67

2. Quelques résultats. 68

II - Evaluation des processus en deux étapes. 69

1. Le cadre théorique et les approximations faites. 69

2. Etude du processus (^3He-α-t). 70

3. Etude du processus (^3He-d-t). 72

4. Etude des processus avec passage par un état excité de la cible. 73

III - Comparaison avec quelques résultats obtenus à basse énergie. 74

CONCLUSION 79

REFERENCES 81

APPENDICE I 87

APPENDICE II 93

APPENDICE III 97

INTRODUCTION

Dans l'étude des réactions nucléaires induites par des particules composites, les réactions d'échange de charge tiennent une place privilégiée depuis quelques années. On peut, en effet, constater l'abondance et la variété des résultats expérimentaux [1,2,3,4] aux énergies incidentes inférieures à 70 MeV. Des analyses théoriques de plus en plus raffinées ont été développées [5,6,7] mettant en évidence l'intérêt de l'étude du mécanisme de réaction. Il nous a paru utile d'étendre ces analyses à plus haute énergie et c'est le but des expériences que nous avons entreprises à 217 MeV.

Les réactions (^{3}He,t) comme les réactions (p,n) sont caractérisées par la règle $T = 1$ où T est le transfert d'isospin dans la transition considérée. Elles permettent d'atteindre les niveaux analogues de ceux de la cible et donc d'obtenir des informations spectroscopiques sur des niveaux qu'on étudie difficilement par diffusion ou réaction de transfert de nucléons. Or, les résultats expérimentaux sont rares en réaction (p,n) et nombreux en réaction (^{3}He,t). Ceci s'explique si l'on considère les résolutions en énergie obtenues dans les spectres d'expériences (p,n) [8,9] et (^{3}He,t) [10,11] : 900 keV en (p,n) et 150 keV en (^{3}He,t) typiquement. Dans le cas des noyaux de nombre de masse moyen, pour lesquels la densité des niveaux est importante, les réactions (^{3}He,t) sont donc un bon instrument pour étudier la structure des niveaux. Ceci est illustré par l'étude de la structure particule-trou du ^{48}Sc par Richter [12] et a été exploité largement à Argonne [13].

Le formalisme microscopique utilisé pour décrire ces réactions est celui développé par Madsen [14] que nous rappelons brièvement. L'interaction effective nucléon-projectile est construite comme une somme d'interactions nucléon-nucléon. Si l'interaction nucléon-nucléon s'écrit :

$$v_{n\text{-}n}(\vec{r}_i - \vec{r}_j) = g\left(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|\right) \left[\mathcal{V}_0 + \mathcal{V}_1 \, \vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j\right]$$

où $\mathcal{V}_0$ et $\mathcal{V}_1$ contiennent les dépendances autres que l'isospin dans la force (spin,tenseur) ; $\vec{\tau}_i$ et $\vec{\tau}_j$ sont les opérateurs d'isospin pour les nucléons i et j, tandis que $\vec{r}_i$ et $\vec{r}_j$ désignent leurs coordonnées respectives ; alors l'interaction nucléon-projectile $v_{n\text{-}^3He}$ s'écrit :

$$v_{n-^3He}(\vec{R} - \vec{r}_n) = \sum_j \langle \phi | v_{n-n} | \phi \rangle$$

$$= g'(|\vec{R}-\vec{r}_n|) \left[\mathcal{V}'_0 + \mathcal{V}'_1 \, \vec{\tau}_n . \vec{\tau}_{^3He} \right]$$

Dans cette expression, ϕ est la fonction d'onde du projectile, $\vec{R}$ est la coordonnée du centre de masse de celui-ci, $\vec{r}_n$ la coordonnée du nucléon de la cible ; $\vec{\tau}_n$ et $\vec{\tau}_{^3He}$ sont les opérateurs d'isospin pour la particule ^3He et ce nucléon. La sommation porte sur les nucléons j du projectile. L'élément de matrice classique de la DWBA est ensuite calculé avec cette interaction pour décrire la réaction.

La règle de sélectivité $T = 1$ implique que seule la partie $\mathcal{V}'_1$ dépendante de l'isospin contribue à la section efficace. Ce terme a une intensité beaucoup plus faible que $\mathcal{V}'_0$. Dans le cas de diffusions inélastiques, on a les deux possibilités suivantes :

$T = 0$ ou $T = 0$ et 1 : $\mathcal{V}'_0$ domine dans la transition.

$T = 1$: $\mathcal{V}'_1$ seul, contribue à la section efficace.

Dans ce dernier cas, les réactions (^3He,$^3He'$) peuplent les niveaux analogues de ceux atteints en (^3He,t). Là encore, on peut donc obtenir les mêmes informations sur le mécanisme. Mais l'étude de ces transitions est en général plus difficile expérimentalement : les niveaux atteints par $T = 0$ sont plus fortement peuplés que les niveaux où $T = 1$. Compte tenu des résolutions expérimentales, l'analyse des pics correspondants à ces derniers dans les spectres expérimentaux est difficile, voire impossible. Quant aux transitions où $T = 0$ et $T = 1$ sont possibles, leurs sections efficaces sont très peu sensibles à $\mathcal{V}'_1$ puisque $\mathcal{V}'_1 << \mathcal{V}'_0$.

On peut donc dire que l'étude des réactions (^3He,t) permet d'accéder directement à la connaissance de la partie $\mathcal{V}'_1$ de la force.

D'autre part, les sections efficaces (^3He,t) étant faibles (ceci est expliqué toujours par $\mathcal{V}'_1 << \mathcal{V}'_0$) on peut s'attendre à ce que les mécanismes complexes,non inclus dans cette description, deviennent relativement plus importants. Ceci s'étant avéré vrai au-dessous de 70 MeV, nous avons voulu étudier ce qu'il en était à 217 MeV et vérifier si les succès et les insuffisances de la description microscopique se retrouvent à cette énergie incidente.

Quels sont l'étude et le bilan des analyses existant à basse énergie ?

La description de ce type de réaction en DWBA microscopique rend compte de façon satisfaisante des formes des distributions angulaires expérimentales. Celles-ci sont caractéristiques du moment orbital transféré, fixé par les règles de sélection. Le seul paramètre libre est l'intensité de la force qui donne la normalisation des sections efficaces. L'interaction nucléon-^3He choisie est normalisée pour rendre compte des sections efficaces de réaction (^3He,t) pour une transition $0^+ \rightarrow 0^+$ et uti-

lisée pour décrire les transitions $0^+ \rightarrow J^\pi$ (J et π sont alors le moment et la parité transférés). Cette méthode suppose que les mécanismes complexes (par exemple le passage par des états intermédiaires) sont soit négligeables par rapport au processus direct, soit qu'ils n'interviennent que comme une normalisation globale des sections efficaces. Or, au cours des analyses des résultats de basse énergie, les conclusions suivantes ont pu être tirées :

Si l'on considère l'ensemble des résultats obtenus pour des transitions correspondant à des états de parité naturelle (L=J) on observe un bon accord entre les formes des distributions angulaires expérimentales et calculées.

La normalisation des résultats sur la transition (^{3}He,t) $0^+ \rightarrow 0^+$ permet d'extraire une force nucléon-^{3}He en accord raisonnable avec les forces utilisées pour les réactions (p,n). Toutefois lorsqu'on considère les niveaux de haut spin, l'analyse nécessite d'augmenter l'intensité de la force V_J de façon très importante lorsque J augmente [6] (facteur trois et demi pour un niveau 6^+). L'effet dépend de la portée de l'interaction choisie et ne peut, en général, pas être expliqué par l'insuffisance des modèles nucléaires utilisés.

Les effets d'échange, introduits par une méthode approchée [15], réduisent le désaccord mais sont insuffisants pour l'expliquer.

D'autre part les premières analyses des transitions de parité non naturelle (L = J+1) utilisant une interaction centrale, prévoyaient une forme de distribution correspondant à L = J-1 alors qu'expérimentalement, la réaction était dominée par le transfert L = J+1. Rost et Kunz [5] et Schaeffer [16] ont expliqué ce fait en introduisant un terme tenseur dans l'interaction. On obtient alors un bon accord avec les résultats expérimentaux pour ces niveaux, la force V_J étant à peu près constante en fonction de J. Il est toujours nécessaire d'augmenter la force V_J en fonction de J pour les niveaux de parité naturelle.

Une autre difficulté est apparue dans l'interprétation des distributions angulaires pour les niveaux anti-analogues ($T_f = T_i - 1$) mesurées par Hinrichs et al. [17]. Avec une interaction de portée raisonnable, pour une transition $0^+ \rightarrow 0^+$, le calcul caractérisé par L = 0 est en désaccord avec les résultats de distributions expérimentales. Celles-ci sont reproduites par un calcul correspondant à L = 1. De plus, Fadner et al. [18] observent une forte dépendance en énergie des facteurs de forme microscopiques entre les énergies incidentes 20 et 70 MeV.

Tous ces faits ont conduit à prendre en considération les mécanismes en plusieurs étapes pour interpréter ce type de réaction. Un fait observé corrobore cette idée : l'introduction d'un facteur de forme complexe améliore l'accord entre le calcul et l'expérience [18,19].

Schaeffer et Bertsch [20] ainsi que Toyama [21] ont simultanément montré que le processus (^{3}He,α) (α,t) est important et que son effet augmente par rapport à celui du terme direct lorsque le transfert J augmente. Pour un niveau 6^+, ce processus domine la réaction. D'autre part, ce processus pour lequel les règles de sélection sont différentes de celles du processus direct, explique la forme des distributions angulaires pour les états anti-analogues.

Le fait que les sections efficaces (^{3}He,t) sont au moins d'un ordre de grandeur plus faibles que celles correspondant au transfert d'un nucléon (^{3}He,α) ou celles de diffusion inélastique est un argument en faveur de l'importance des mécanismes en deux étapes. L'étude de l'interférence entre tous ces processus est une question ouverte puisqu'elle nécessite la connaissance du processus direct. Or, celui-ci est, à l'heure actuelle, normalisé sur une transition $0^+ \rightarrow 0^+$ pour laquelle on ne connaît pas la contribution du mécanisme en deux étapes que l'on néglige.

A 217 MeV, nous nous sommes dons intéressés, surtout, à l'étude du processus (^{3}He-α-t) et du passage par un état excité de la cible, (^{3}He-^{3}He'-t). L'évaluation de ces mécanismes a été faite pour des noyaux pour lesquels les sections efficaces de réaction (^{3}He,α) et (^{3}He,^{3}He') sont déjà mesurées et sont, à cette énergie, beaucoup plus importantes que celles de la réaction (^{3}He,t). On peut donc s'attendre à ce que les processus en deux étapes soient non négligeables comme à basse énergie.

Les résolutions en énergie expérimentales obtenues à 217 MeV suffisent pour explorer la gamme des noyaux légers pour lesquels les niveaux sont bien séparés. Nous avons choisi d'étudier quelques noyaux de la couche 1p pour lesquels on a l'avantage de posséder des fonctions d'onde microscopiques (Gillet et Vinh Mau ou Cohen et Kurath). Nous reprendrons donc les mêmes points qui ont été développés à basse énergie : importance de la partie imaginaire de l'interaction effective, influence du terme tenseur, étude des processus en deux étapes.

Cette étude nécessitait la connaissance des voies optiques : dans ce but, nous avons étudié,au préalable, la diffusion élastique des particules ^{3}He de 217 MeV. La comparaison des résultats obtenus en réaction (^{3}He,t) et (^{3}He,^{3}He') sur des niveaux analogues a pu être faite, les résultats de diffusion inélastique ayant été obtenus dans une expérience parallèle.

Actuellement des expériences (^{3}He,t) sur les mêmes noyaux que nous avons étudiés,sont en cours à 70 MeV et 100 MeV [22]. Une étude systématique sur une gamme d'énergie importante allant de 20 MeV à 217 MeV peut donc être envisagée et permettra de mieux connaître le mécanisme de ces réactions.

PREMIER CHAPITRE

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

INTRODUCTION.

Nous ne disposons pas auprès du synchrocyclotron d'un aimant analyseur à champ suffisamment élevé pour analyser les tritons d'énergie avoisinant 200 MeV. Il est d'autre part tentant d'utiliser une méthode de détection qui permette d'obtenir à chaque angle de mesure tout le spectre en énergie des particules sortantes. Ces considérations ainsi que l'évolution des techniques de mise au point des détecteurs solides nous ont conduits à utiliser des jonctions Ge(Li) suffisamment épaisses pour absorber l'énergie des tritons.

Le dispositif E.ΔE utilisé dans les expériences (^{3}He,t) est d'abord décrit dans les paragraphes I et II. La résolution en énergie et l'efficacité spécifiques de chaque diode Ge(Li) ont été mesurées préalablement dans un faisceau de protons. Cette étude est détaillée dans le paragraphe III. Enfin les résultats de réaction (^{3}He,t) ainsi que quelques mesures de réaction (^{3}He,^{3}He') sur les niveaux analogues sont présentés dans les paragraphes IV et V.

I - DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

1. Le faisceau jusqu'à la cible.

La figure 1 donne le schéma du montage utilisé. Les particules ^{3}He extraites du synchrocyclotron d'Orsay traversent une première fente F1 qui sert d'objet. L'analyseur magnétique A1 donne une image dispersée de F1 sur la fente F3 qui limite la largeur en énergie du faisceau. L'aimant A2 utilisé habituellement pour les expériences de diffusion est placé à 0°. Le faisceau est ainsi transporté jusqu'à la cible située dans le plan image de A2 et placée sous vide dans une chambre à réaction. Le triplet de lentilles placées derrière A1 permet d'obtenir une focalisation sur la cible où la tache, image de la fente F1 et de dimension minimale dans les conditions d'achromatisme, a typiquement 2 mm de largeur et 8 mm de hauteur.

L'extraction stochastique des particules permet d'obtenir un temps d'occupation de 10 à 20% et de diminuer ainsi les pertes électroniques. Dans le même but et aussi pour améliorer la résolution en énergie du faisceau, une cible interne introduite dans le synchrocyclotron coupe une partie des trajectoires, ce qui a comme conséquence de diminuer l'intensité.

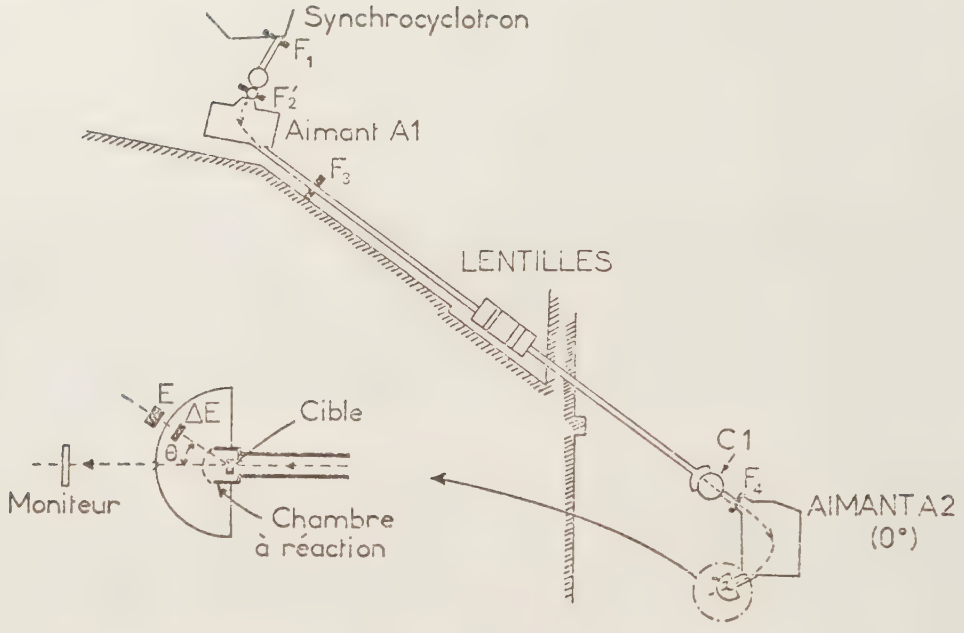


Figure 1. Schéma du dispositif expérimental.

Dans ces conditions expérimentales, la largeur en énergie du faisceau est de l'ordre de 350 keV si F3 est ouvert à 1,5 mm et de l'ordre de 500 keV si F3 est ouvert à 3 mm. Ces valeurs ont pu être déterminées au cours d'une expérience utilisant un détecteur dont la résolution en énergie était négligeable devant la largeur du faisceau [23], ce qui n'est pas vrai dans notre expérience. L'intensité mesurée par un cylindre de Faraday derrière la cible est de l'ordre de 1 nanoampère lorsque F3 est ouvert à 1,5 mm.

2. *Les cibles.*

Quatre types de cibles ont été utilisées au cours des mesures. Les épaisseurs et puretés isotopiques sont données dans le tableau 1. La teneur en ^{12}C et ^{9}Be des cibles de CH et ^{9}Be a été contrôlée par des mesures de diffusion élastique (^{3}He,^{3}He), par rapport à des cibles épaisses de composition connue. Les cibles de ^{10}B et ^{11}B ont été fabriquées au laboratoire par sédimentation à partir de poudre et par adjonction d'un liant (CH).

Cible	Epaisseur (mg/cm^2)	Pureté Isotopique
CH	10	70 %
^{9}Be	37	90 %
^{10}B	18	80 %
^{11}B	18	69 %

Tableau 1. Cibles utilisées.

Pour une cible de 10 mg/cm^2, le straggling en énergie est de l'ordre de 100 keV tandis que la différence de perte d'énergie entre début et fin de cible est de l'ordre de 200 keV. La contribution de ces facteurs à la largeur totale en énergie des pics reste plus faible que celles dues à la largeur du faisceau et à l'ouverture angulaire des

détecteurs (variation cinématique importante pour les cibles légères dans l'ouverture utilisée, par exemple : 450 keV à 12° sur le ^{12}C).

3. *Dispositif de détection - Détecteurs.*

Un télescope E.ΔE à détecteurs semi-conducteurs est placé sur un bras tournant autour du porte-cible. L'ensemble est dans l'air. Chacun des détecteurs se trouve sous vide dans un boîtier étanche à la lumière, ce qui permet son refroidissement. Le schéma des deux boîtiers correspondant aux jonctions E et ΔE est donné figure 2. L'ensemble est placé sur un sup-

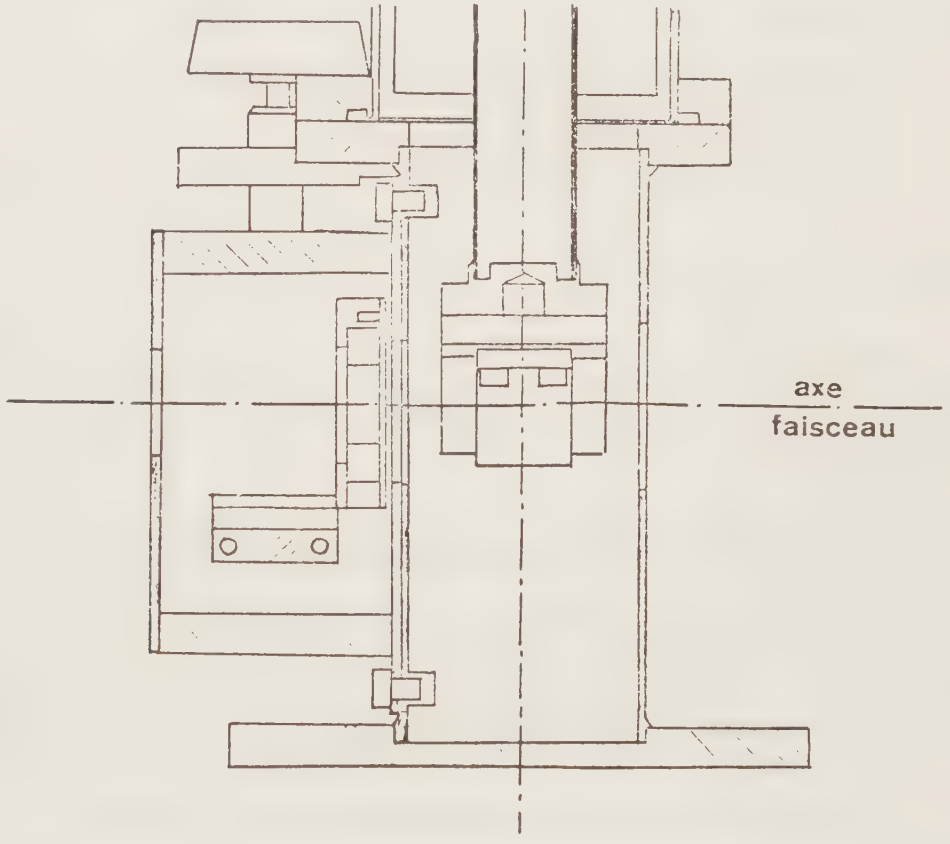


Figure 2. Schéma des boîtiers des deux détecteurs E et ΔE.

port coulissant le long du bras. La distance à la cible est donc variable. Aux angles supérieurs à 8°, la distance choisie est de 30 cm. Aux angles inférieurs à 8°, elle est de 50 cm de façon à ce que les tritons produits par réaction (^{3}He,t) sur la fenêtre de sortie de la chambre à réaction ne puissent traverser les deux détecteurs en coïncidence. L'ouverture angulaire est définie par un diaphragme placé devant les deux détecteurs. Pour une dimension horizontale de celui-ci de 5 mm, l'ouverture angulaire est de l'ordre de 1°, à 50 cm de la cible. Le straggling en énergie des tritons dans cette épaisseur d'air est de l'ordre de 100 keV.

- Détecteur ΔE.

Nous avons choisi un détecteur Si(Li) dont la surface utile circulaire est de 200 mm^2 et l'épaisseur de 4 mm. Cette dernière a été choisie pour séparer au mieux les particules de nature différente lors de l'identification. Les pertes d'énergie ΔE sont très différentes pour les divers types de particules (pour une énergie avoisinant 200 MeV) :

$$\Delta E\ (^3He) \sim 30\ MeV\ ;\ \Delta E\ (\alpha) \sim 38\ MeV$$
$$\Delta E\ (t) \sim 8\ MeV\ ;\ \Delta E\ (d) \sim 5\ MeV$$

On peut donc sélectionner déjà les tritons par leur perte d'énergie ΔE caractéristique.

Ce détecteur est refroidi à l'aide d'éléments à effet Peltier fixés dans le boîtier. La chaleur est évacuée par circulation d'eau. Ce système permet de descendre à des températures de l'ordre de - 20°C. En polarisant la jonction à 500 Volts, on observe un signal dont le temps de montée est typiquement de 150 ns et le courant inverse est de 0,2 µA.

- Détecteur E.

Des barreaux de Ge(Li) de 40 mm d'épaisseur (nécessaires pour arrêter les tritons) sont utilisés. La largeur de la zone compensée est de l'ordre de 12 mm . Les particules pénètrent par la face latérale (perpendiculairement au champ électrique). La surface théoriquement utile est de 12 mm x 16 mm.

Les caractéristiques de la diode, étudiées avant chaque expérience (^3He,t), sont détaillées dans le paragraphe III.

Ce détecteur fonctionne à la température de l'azote liquide et dans un vide de l'ordre de 10^{-8} Torr. Il est placé dans la partie inférieure (voir figure 2) d'un cryostat à pompage ionique, contenant de plus du charbon actif. Le refroidissement se fait par conduction thermique. La fenêtre d'entrée du boîtier est en havar (5 µm).

4. *Schéma électronique - Acquisition des données.*

Le montage électronique est présenté figure 3. Les détecteurs ΔE et E sont suivis de préamplificateurs de charge. Les impulsions entrent en parallèle dans une prise de temps et un amplificateur. Le sélecteur monocanal sur la voie ΔE permet d'éliminer les particules ^3He de diffusion élastique ou inélastique et les particules α de la réaction (^3He,α). Les deutons de la réaction (^3He,d) ne s'arrêtent pas dans la jonction et sont éliminés par le sélecteur de la voie E.

Les coïncidences entre les deux voies de prises de temps, les deux sélecteurs et les deux circuits anti-empilements déclenchent les portes linéaires E et ΔE. Les signaux provenant de ces portes sont sommés après avoir été atténués de façon à reproduire le rapport ΔE/E expérimental.

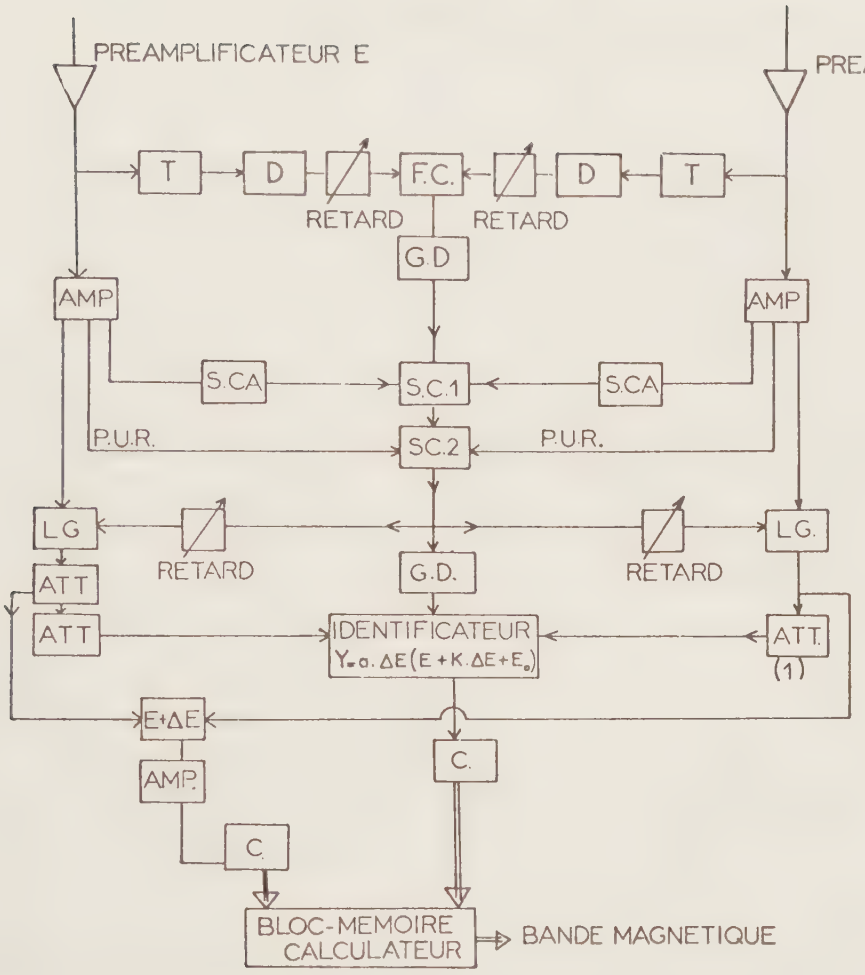


Figure 3. Schéma du montage électronique. Les abréviations suivantes sont utilisées :
(T) prise de temps,
(D) discriminateur,
(FC) coïncidences rapides,
(SC) coïncidences lentes,
(LG) porte linéaire,
(AMP) amplificateur,
(SCA) sélecteur monocanal,
(PUR) circuit anti-empilement,
(GD) retard lent,
(ATT) atténuateur,
(C) convertisseur.

Un identificateur permet de générer une fonction du type E.ΔE, différente pour chaque type de particules :

$$I = a.\Delta E(E+K\Delta E+E_o)$$

K et E_o sont deux paramètres ajustables électroniquement. Leur variation permet d'obtenir pour un type de particules donné une valeur I d'identification, la plus constante possible sur la dynamique en énergie choisie.

Les événements sont stockés dans une mémoire de 8192 canaux en coordonnées biparamétriques : (E+ΔE) × I soit 256 × 32 canaux. Un programme d'analyse des résultats a été écrit pour sommer les contenus des canaux d'identification correspondants aux tritons. On obtient ainsi le spectre en énergie de ces particules sur l'axe (E+ΔE). Ce calcul est fait sur le calculateur Hewlett Packard dont la mémoire a servi à l'acquisition. Les spectres biparamétriques et monoparamétriques sont sauvegardés sur bande magnétique.

II - REGLAGES ET ETALONNAGE DE LA CHAINE ELECTRONIQUE.

1. *Voie (E+ΔE).*

Les cinématiques de réaction (^{3}He,t) laissant le noyau résiduel dans son état fondamental sont présentées sur la figure 4. L'encombrement du dispositif expérimental ne permet pas de faire des mesures aux angles inférieurs à 5°. D'autre part, à partir de 15°, les distributions angulaires ne présentent plus aucune oscillation et les sections efficaces décroissent rapidement comme cela avait été observé dans le cas de la réaction (^{3}He,^{3}He'). Nous n'avons donc pas effectué de mesures au-delà de 25°. La dynamique choisie, 215 MeV à 165 MeV à raison de 0,2 MeV par canal, permet l'étude des niveaux jusqu'à une vingtaine de MeV d'excitation pour toutes les cibles. Ceci s'est avéré largement suffisant , compte tenu de la résolution en énergie qui ne rend possible que l'observation des premiers niveaux bien séparés de ces noyaux.

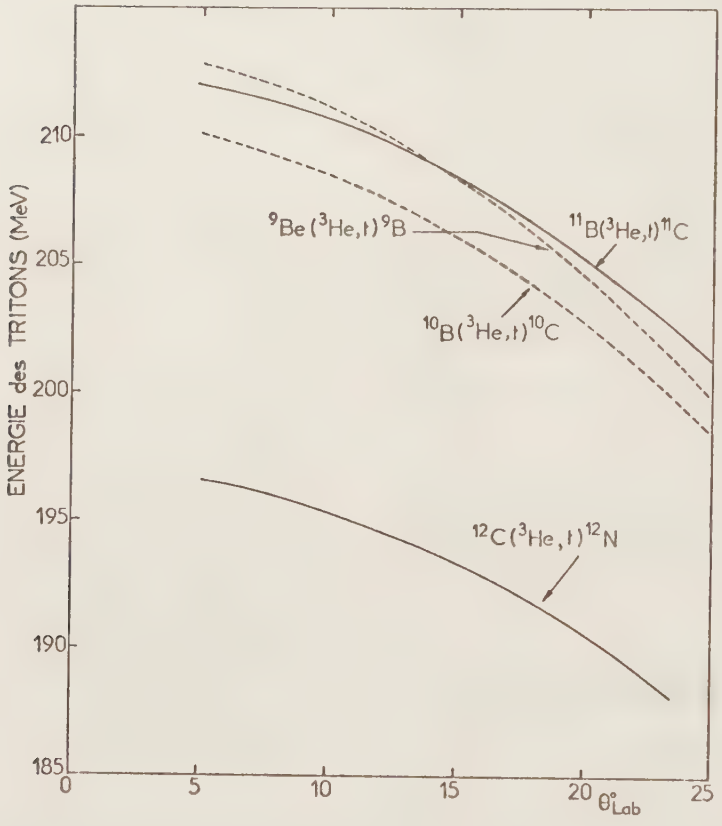


Figure 4. Cinématiques des réactions (^{3}He,t) sur les noyaux de ^{12}C, ^{11}B, ^{10}B et ^{9}Be à 217 MeV.

Cette voie a été étalonnée sur la diffusion élastique des ^{3}He sur le ^{12}C à différents angles. On obtient ces spectres en changeant l'atténuation (1) [Voir figure 3] et en ouvrant le sélecteur de la voie ΔE.

2. *Voie identification.*

Nous avons calculé pour tout un ensemble de points cinématiques les pertes d'énergie dans le télescope, le produit E.ΔE et la fonction d'identification pour les différents types de particules possibles. La figure 5 présente les fonctions $(E.\Delta E)_{MeV^2}$ obtenues : on peut voir qu'elles sont bien séparées sauf pour les deutons pour lesquels la fonction d'identification n'est pas constante puisque ces particules ne sont pas arrêtées dans la jonction. La largeur ΔI de la fonction d'identification I est reliée [24] à l'épaisseur T du détecteur ΔE par la loi :

$$\frac{\Delta I}{I} \propto \frac{1}{\sqrt{T}}$$

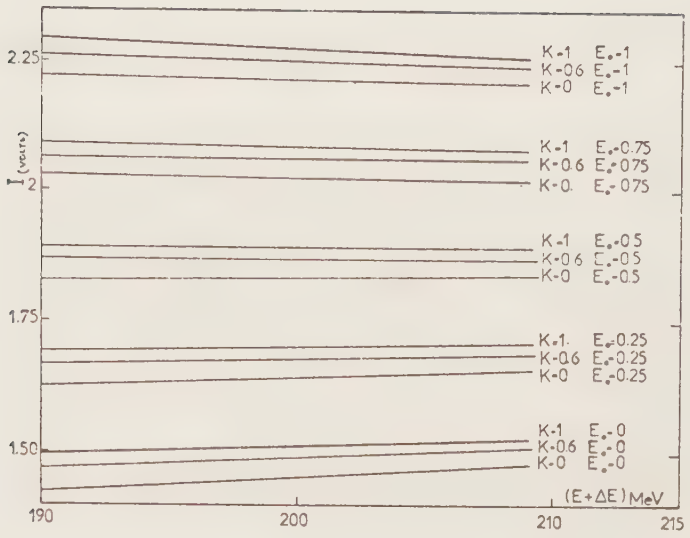


Figure 6. Fonction I en (^{3}He,t) pour différentes valeurs des paramètres E_0 et K.

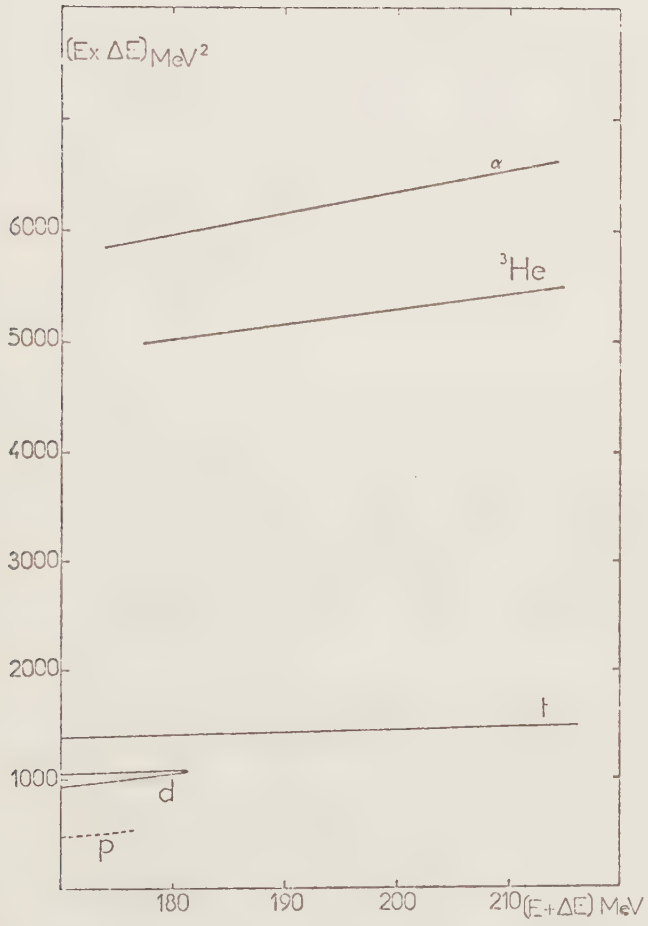


Figure 5. Fonction ExΔE pour les particules α, ^{3}He, t, d et p des réactions (^{3}He,α) (^{3}He,^{3}He), (^{3}He,t) et (^{3}He,d) à 217 MeV.

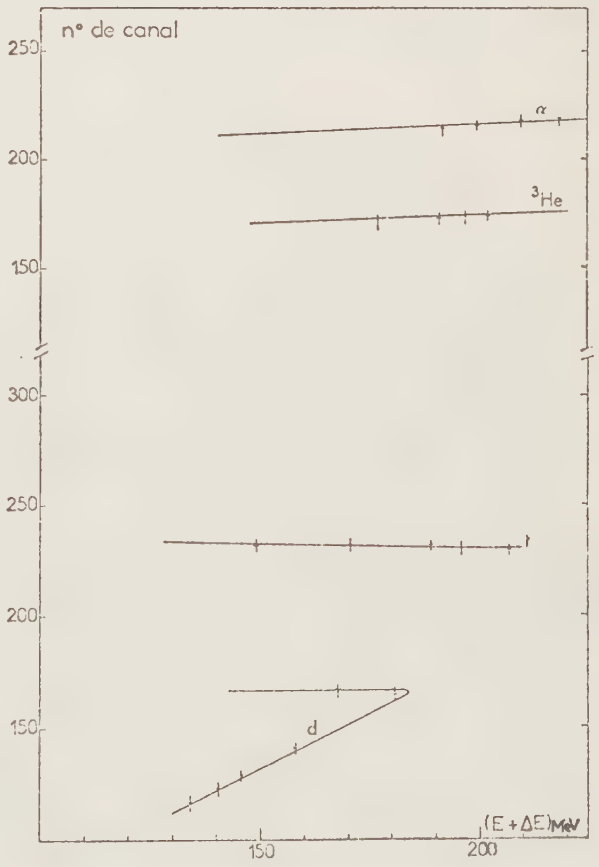


Figure 7. Evénements physiques simulés au générateur.

Ceci explique que nous ayons choisi une jonction Si(Li) assez épaisse. On est toutefois limité par le fait que la perte d'énergie ΔE doit rester faible devant la perte E pour que la loi I soit valide (outre les considérations de prix...).

Un calcul de la fonction I des tritons pour différentes valeurs des paramètres E_o et K est présenté sur la figure 6. Nous avons choisi les valeurs $E_o \simeq 0,5$ et $K \sim 0$ qui rendent constante l'identification des tritons. La simulation des événements physiques par un générateur calibré est présenté sur la figure 7. Au cours des mesures, la fonction I s'est révélée constante à 3% près dans la zone d'énergie qui nous intéresse. La réjection des événements autres que (^{3}He,t) est suffisante pour obtenir une zone d'accumulation en identification bien séparée pour les tritons.

III - ETUDE EXPERIMENTALE DU DETECTEUR Ge(Li).

Ce type de détecteur est fabriqué au laboratoire par L. Stab et ses collaborateurs. Le principe et les techniques de fabrication de ces détecteurs solides sont exposés dans les références [25,26]. Alors que leur utilisation est courante dans le domaine de la physique des rayonnements γ, leur mise au point pour la détection de particules chargées de haute énergie est récente et difficile. Dans ce dernier cas, les problèmes de collection de toutes les charges deviennent importants à cause des fortes densités de porteurs qui sont créés dans le détecteur. Toutefois, d'après les résultats obtenus dans quelques expériences précédentes [27,28], on peut espérer des résolutions en énergie de quelques ‰ avec les détecteurs solides, meilleures que celles observées avec des plastiques scintillants [29] ou des cristaux NaI (1 à 2%).

Le choix du germanium est justifié d'abord par son pouvoir d'arrêt deux fois plus important que celui du silicium. Ce fait permet de réduire dans le même rapport, l'épaisseur des jonctions utilisées pour absorber l'énergie des tritons de 217 MeV. La collection des charges sur ce parcours plus court est donc meilleure. Le nombre d'événements parasites (fond de neutrons, γ ...) reçus par la jonction est aussi proportionnel au volume de la jonction. Dans le but d'éviter de détériorer le cristal par une irradiation trop grande, il est donc favorable de diminuer les dimensions du détecteur.

D'autre part, les zones compensées dans le cas d'un cristal de Ge sont aussi beaucoup plus importantes (de l'ordre de 12 mm) qu'avec le silicium ($\lesssim$ 6 mm) pour lequel les temps de collection deviennent importants au-delà de cette valeur. La résolution se détériore alors rapidement [30]. Ces deux raisons - dimension moins importante et zone compensée plus large - nous imposaient le choix d'un cristal de germanium au lieu d'un cristal de silicium. Nous avons d'autre part choisi un détecteur planaire pour lequel il semble que la collection des charges soit meilleure que dans le cas de jonctions coaxiales [31]. Du fait du long parcours des tritons, la géométrie est "d'entrée latérale" : le champ électrique est perpendiculaire aux trajectoires des particules. Riepe et Protić [32] ont montré que la zone compensée s'étend jusqu'aux bords du détecteur et que la zone morte est faible (quelques µm). Nous avons vérifié ce fait en irradiant la face d'entrée des jonctions utilisées à l'aide des particules α émises par une source de ^{241}Am. Cette géométrie est donc valable et ne détériore pas la résolution en énergie de ces détecteurs.

1. Caractéristiques des jonctions utilisées.

La figure 8a présente d'une part la caractéristique de résolution en énergie pour la raie de 1,33 MeV du ^{60}Co, d'autre part la valeur de la capacité de la jonction B18 en fonction de la tension appliquée. Jusqu'à présent, aucune corrélation n'est établie de façon précise entre la réponse au rayonnement γ de ce type de détecteur et celle donnée dans un faisceau de particules. Il semble toutefois qu'il soit plus important d'obtenir un pic symétrique en γ que de mesurer un courant inverse faible [33]. C'est le cas de la jonction B18 à partir d'une tension de 1600V: la largeur du pic au 1/10 de sa hauteur devient constante. D'autre part, le fait que la capacité soit constante après la dernière opération de compensation (Clean-drift) est essentiel et caractérise une jonction correctement compensée. Dans notre cas, cette qualité se dégrade au-dessous de 1500 Volts, lors de la mise à froid : ceci est probablement dû à des effets de surface (adsorption de quelques molécules gazeuses restantes). Le tableau 2 présente les caractéristiques générales des diodes utilisées.

Caractéristiques	B82	B133	B18
zone compensée (mm)	16	15	13
largeur (mm)	19	19	26
profondeur (mm)	40	42	41
tension appliquée (volts)	+2700	+2700	+2200
résolution au ^{60}Co (keV)	2,8	3,5	2,2

Tableau 2. Caractéristiques des jonctions Ge(Li) utilisées.

2. Essai des détecteurs dans un faisceau de protons.

Méthode expérimentale.

Le faisceau de protons de 156 MeV est ralenti en traversant une cible épaisse de cuivre placée au centre de la chambre C1 (figure 1). Les protons diffusés à 12° sont analysés par l'aimant A2. Le télescope (E.ΔE) est placé dans le plan image de A2, derrière un diaphragme mobile télécommandé, de diamètre 2 mm. Le parcours des protons de 130 MeV dans le cristal de germanium est approximativement le même que celui des tritons détectés pendant l'expérience (^3He,t).

Le même dispositif électronique que dans l'expérience (^3He,t) est utilisé. En différents points du détecteur (avec un diaphragme de 1mm de rayon) on mesure donc le nombre de coups dans le pic et la résolution en énergie obtenue (fig.8b). On détermine ainsi la zone effectivement utile du détecteur Ge(Li).

Les résultats obtenus en protons.

a) Zones mortes et zone utile.

Le balayage systématique fait apparaître une zone centrale utile d'environ 6 × 9 mm^2 pour la jonction B82, 15 × 9 mm^2 pour la jonction B18.

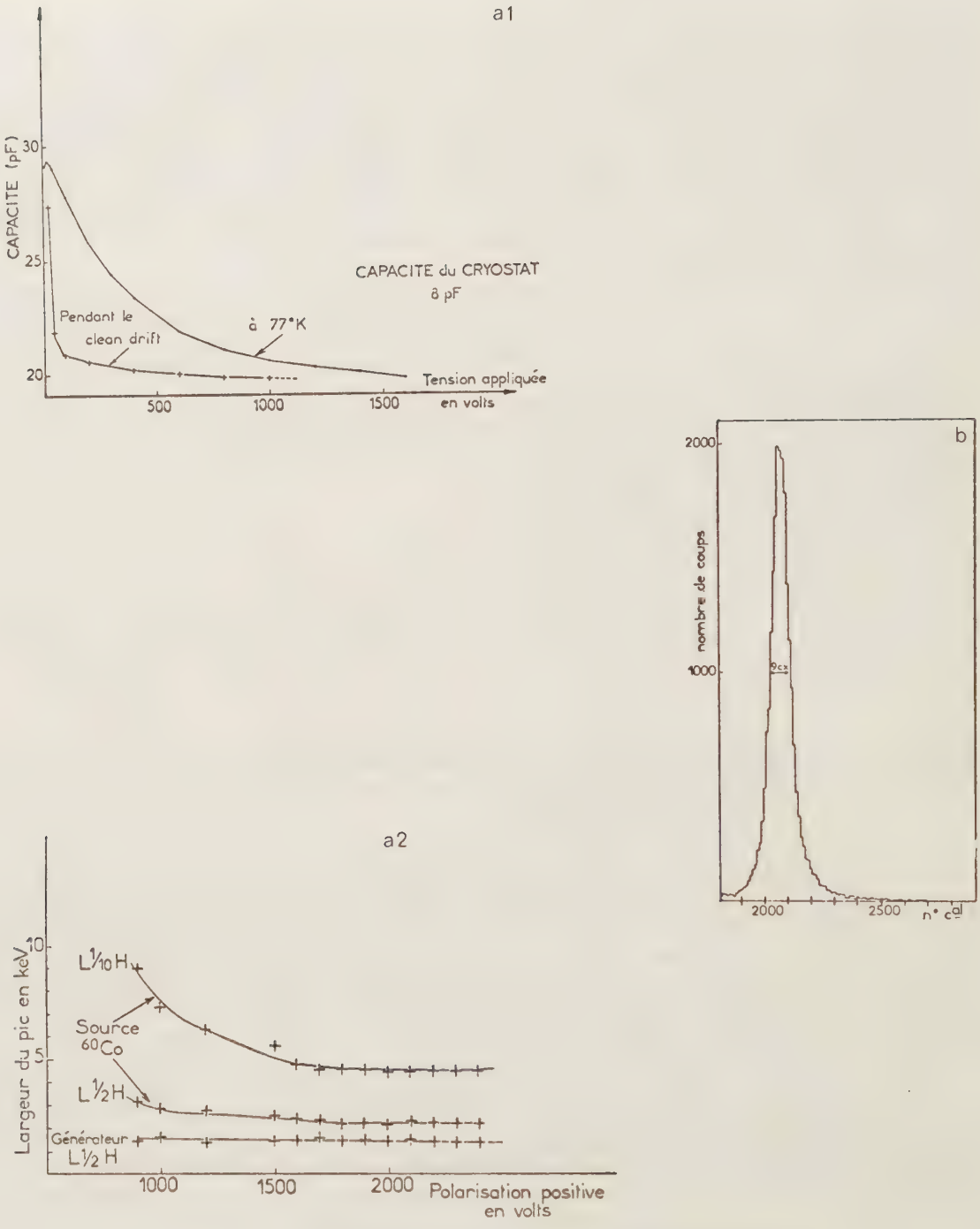


Figure 8. Caractéristiques en fonction de la tension appliquée pour la jonction B18 (fig.a). Pic en énergie (fig.b) obtenu dans le faisceau de protons en un point de la jonction (étalonnage : 60 keV/canal).

Cette zone est donc moins étendue que la partie qui a été compensée (16×19 mm^2 et 26×13 mm^2 respectivement). La cartographie est présentée sur la figure 19 pour la diode B18.

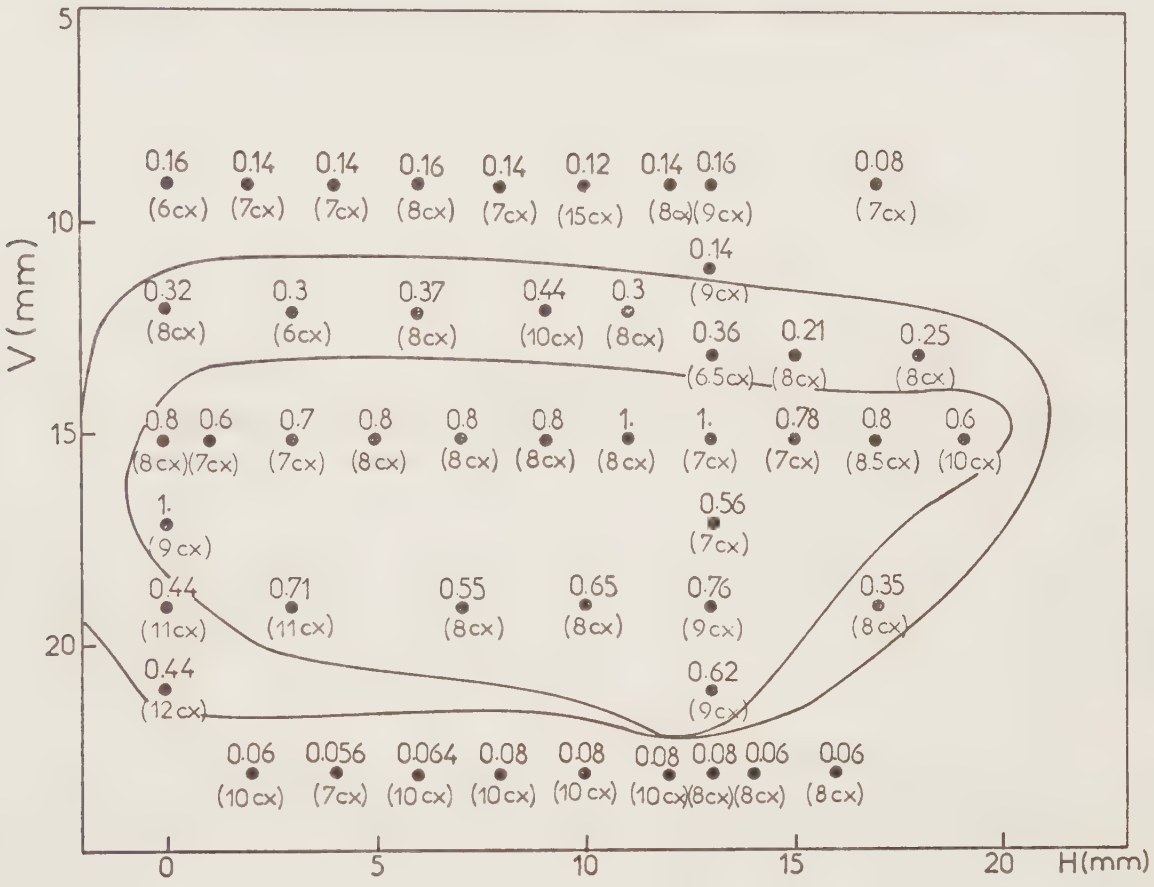


Figure 9. Cartographie point par point de la jonction B18 dans un faisceau de protons.
En chaque point le rapport α du nombre de coups dans le pic par rapport au point central pris comme référence est noté. Entre parenthèses, la résolution en énergie est donnée en canaux (60 keV/canal). Les deux lignes de niveaux figurent les séparatrices des zones $\alpha > 0,5$ et $0,2 < \alpha < 0,5$.

b) Résolution en énergie.

La résolution mesurée dans la zone utile est de 650 keV pour la jonction B82. Pour la jonction B18, elle varie entre 480 keV et 600 keV (figures 8b et 9). La jonction B133 a une résolution de 1,3 MeV sur une faible zone utile. Elle n'a pas été utilisée pour les expériences (^{3}He,t). Nous n'avons pas observé de variation régulière de la résolution en fonction du point d'impact et nous n'avons pas pu l'améliorer en augmentant la tension de polarisation appliquée à la jonction. Les valeurs mesurées tiennent compte de la largeur en énergie du faisceau et il est difficile, comme cela a été remarqué par Protić [33], de connaître avec précision la résolution intrinsèque de la jonction du fait de la largeur en énergie du faisceau incident. Une estimation des différents facteurs qui interviennent dans celle-ci conduit à une largeur de faisceau de 400 keV pendant les

essais et à une résolution intrinsèque de 350 keV pour la jonction B18. D'autre part, dans la zone utile, les pics observés sont symétriques. Le nombre de centres de recombinaisons de charges (impuretés, pièges dans le cristal) est donc relativement faible. C'est en effet par l'intermédiaire de ces centres qu'ont lieu les recombinaisons de porteurs, d'où résultent les défauts de hauteur d'impulsions. On observe alors une "queue" du pic vers les basses énergies. Les réactions de diffusion élastique ainsi que la diffusion multiple des particules sur des parcours aussi longs que ceux des tritons, contribuent de façon importante à l'élargissement des pics observés car l'énergie de recul des noyaux est absorbée par le cristal et ne sert pas à créer des paires utiles électron-trou. L'intensité du faisceau est un facteur important qui influe sur la résolution en énergie: au-delà de 8000 coups/seconde (pour un temps d'occupation de 10%), elle se détériore nettement. Ceci a déjà été observé par Sundqvist [34] à 185 MeV. Cet effet peut être dû à une mauvaise collection des charges lorsque la densité de porteurs devient trop importante dans la jonction. Cette limitation du taux de comptage est surtout gênante aux angles avant où le nombre d'événements de diffusion élastique (^{3}He,^{3}He) devient très important.

c) Rapport pic/fond, efficacité.

Les spectres obtenus en protons sont caractérisés par l'existence d'une "queue" très importante vers les basses énergies correspondant à des impulsions de hauteur plus faible que celles qui contribuent au pic. Ceci a pour effet de réduire l'efficacité du détecteur ; de plus, ce phénomène est gênant car ces événements se superposent aux événements physiques que l'on veut observer.

Lorsqu'un diaphragme, dont l'ouverture couvre la zone utile déterminée précédemment (6×9 mm^2), est placé devant le télescope E.ΔE, on mesure le nombre de coups dans le pic et le nombre total de coups dans le spectre obtenu sur la jonction E en coïncidence avec la jonction ΔE. Ceci nous donne l'efficacité ε du télescope en supposant raisonnablement que la diode Si(Li) a une efficacité égale à l'unité.

En protons : $\varepsilon = \dfrac{\text{nombre de coups dans le pic}}{\text{nombre de coups dans le spectre}} = 0,62$. Cette valeur peut être retrouvée par le calcul en tenant compte des deux facteurs principaux qui y contribuent :

- Les réactions nucléaires dans la jonction ; pour des protons de 135 MeV la section efficace de réaction, intégrée de 0 à 135 MeV [35] permet de calculer un rapport $\varepsilon = 0,83$.
- Le straggling angulaire dans les deux détecteurs ; l'étude des trajectoires dans les jonctions montre qu'on peut évaluer les pertes de particules par les faces latérales à 25%.

Un calcul analogue a été effectué dans le but de calculer l'efficacité pour des tritons de 217 MeV. Il a été vérifié que les trajectoires sont approximativement les mêmes pour les deux types de particules qui ont un parcours identique.

Les réactions nucléaires sont, par contre, deux fois plus importantes en tritons qu'en protons. Ceci conduit à une efficacité en tritons:

$$\varepsilon_t = 0,4$$

La précision sur cette valeur n'est pas très bonne puisque nous ne possédons aucune vérification expérimentale. L'incertitude sur les sections efficaces totales [35] intervient de façon non négligeable dans le calcul. Nous avons estimé une erreur de 25% sur ε_t. Ce sera le facteur prépondérant de l'incertitude de normalisation globale des sections efficaces.

d) Linéarité de la réponse.

Mesurée en protons et en tritons, elle a été vérifiée à 0,5% près.

3. *Conclusions de cette étude.*

Les deux caractéristiques que nous avons surtout étudiées sont la résolution en énergie et le rapport ε.

Les facteurs qui interviennent dans la résolution en énergie sont la qualité du cristal choisi et la qualité de la compensation. Dans les deux cas, la recombinaison des porteurs (due aux dislocations ou aux impuretés) ou l'existence de zones complètement insensibles sur le parcours des particules, affectent la collection des charges. Ceci se traduit par des fluctuations des temps de montée des impulsions à la sortie du préamplificateur (100 ns à 150 ns).

On peut espérer améliorer à la fois les techniques de fabrication des cristaux et celles de compensation au Li.

Par contre, les réactions nucléaires dans le cristal constituent le facteur prépondérant qui intervient dans le nombre d'événements que l'on trouve dans la queue du spectre. Pour contourner ce problème, Makino [36] propose d'utiliser des piles de détecteurs Ge(Li) plus minces et d'analyser les impulsions obtenues sur chacun d'entre eux. La distribution des pertes d'énergie le long du parcours est différente suivant qu'il s'agit d'une particule d'énergie E qui s'arrête dans la jonction ou d'une particule qui induit une réaction nucléaire puis perd l'énergie E dans le détecteur. L'analyse proposée par Makino permet d'éliminer ces derniers. Elle est cependant complexe, et à notre connaissance n'a pas été utilisée pour obtenir des résultats expérimentaux.

D'autres questions sont aussi en suspens : stabilité et temps de vie. Malgré l'étude entreprise par Riepe [33] sur ce dernier point pour "récupérer" les jonctions irradiées, on ne possède encore que peu de données expérimentales permettant de conclure.

Il faut noter la fabrication récente de détecteurs au germanium intrinsèque [36]. Ils ne nécessitent aucun traitement et leurs caractéristiques semblent au moins aussi bonnes que celles des détecteurs compensés au lithium. On peut, d'autre part, les stocker à température ambiante entre les expériences. Cependant, les épaisseurs obtenues jusqu'à présent ne sont que de l'ordre du centimètre et le prix de revient est plus élevé.

IV - ANALYSE DES RESULTATS.

1. *Calcul des sections efficaces.*

A partir du nombre de coups N dans un pic, la section efficace pour le niveau correspondant est donnée par la formule :

$$(d\sigma/d\Omega)_{mb/sr} = 10^{27} \cdot \frac{N}{\left(\frac{\mathcal{N}\rho d}{A}\right)(\phi t)\ \varepsilon\Delta\Omega}$$

ρd : épaisseur de la cible en g/cm^2

(ϕt) : flux des ^3He incidents

$\mathcal{N}$: est le nombre d'Avogadro

A : masse de la cible en a.m.u

ε : efficacité du télescope

$\Delta\Omega$: angle solide en sr

L'efficacité a été calculée précédemment ($\varepsilon = 0,4$). L'angle solide géométrique est calculé par convolution de la surface de la tache du faisceau sur la cible et de la surface du diaphragme. A 30 cm de la cible, on trouve : $\Delta\Omega = 5.10^{-4}$ sr.

2. *Précisions des résultats.*

Erreurs systématiques.

On distingue :
- l'erreur sur l'efficacité de la jonction : 25%
- l'erreur sur l'épaisseur de la cible : 5% pour celle de ^{12}C, 10% pour les autres cibles.
- l'erreur sur le monitorage : elle est négligeable.

Elles n'affectent que la normalisation globale des distributions angulaires.

Erreurs aléatoires.

Ce sont les erreurs statistiques et les erreurs provenant de l'analyse des spectres. Ces dernières,de l'ordre de 5% pour les premiers niveaux, peuvent atteindre 15% pour certains niveaux excités.

Ces erreurs sont portées sur les figures présentant les résultats, en chaque point mesuré.

3. *Les résultats expérimentaux.*

La résolution en énergie typique obtenue à 12° sur le ^{12}C est de 700 keV. Elle comprend la largeur en énergie du faisceau incident

(∿ 350 keV), la contribution de l'électronique (100 keV) et les effets dus à la cible (150 keV) ainsi que l'élargissement cinématique (450 keV) à cet angle et la résolution intrinsèque du détecteur (350 keV).

La figure 10 donne les schémas des niveaux atteints par la réaction (^{3}He,t) sur les quatre noyaux étudiés. Les niveaux observés dans cette expérience sont bien connus [97] et ont aussi été observés soit dans une expérience identique à 49,8 MeV [10] sur le ^{12}C, soit dans l'expérience (p,n) à 30 MeV et 50 MeV sur les mêmes noyaux de la couche 1p [8] (figure 10). L'ensemble des résultats expérimentaux est présenté en même temps que les analyses théoriques.

Réaction ^{12}C(^{3}He,t)^{12}N.

Les résultats pour les niveaux fondamental (1^+) et excités à 0,97 MeV (2^+) et 3,55 MeV sont présentés sur la figure 20 et dans le tableau 1 de l'appendice I. On trouve plusieurs valeurs de spin possibles dans la littérature pour le niveau à 3,55 MeV [10]. Dans les calculs qui seront présentés, nous avons utilisé la valeur obtenue par les récentes analyses [37] en DWIA de la diffusion ^{12}C(p,p')^{12}C* (18,4 MeV), sur le niveau analogue du niveau à 3,55 MeV :

$$J^\pi = 2^-$$

Réaction ^{10}B(^{3}He,t)^{10}C.

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 24 et dans le tableau 2 de l'appendice I, pour les niveaux fondamental (0^+) et excités à 3,36 MeV (2^+) et 5,6 MeV (2^+). La cible de ^{10}B contenant du ^{11}B en proportion non négligeable, l'analyse des spectres est rendue difficile à certains angles par l'apparition de certains niveaux excités dans la réaction ^{11}B(^{3}He,t)^{11}C. Ceci explique la dispersion des points expérimentaux à ces angles.

Réaction ^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B.

Les distributions angulaires pour les niveaux fondamental ($3/2^-$) et excité à 2,33 MeV ($5/2^-$) sont présentées sur les figures 26 et 27 (les valeurs de sections efficaces sont dans le tableau 3 de l'appendice I). Nous avons observé le niveau excité à 2,83 MeV dans le ^{9}B à certains angles seulement.

Réaction ^{11}B(^{3}He,t)^{11}C.

Les premiers niveaux des deux bandes rotationnelles construites sur le fondamental ($3/2^-$) et sur le premier état excité ($1/2^-$) sont observés : $5/2^-$ (4,3 MeV), $7/2^-$ (6,48 MeV) pour la première bande (figure 28), $3/2^-$ (4,8 MeV) et $5/2^-$ (8,11 MeV) pour la deuxième (figure 29). Ces niveaux sont fortement excités puisqu'on observe des sections efficaces (tableau 4, appendice I) de l'ordre du mb/sr même pour le niveau excité à 8,11 MeV. Lorsque plusieurs points sont présentés à un même angle, ils correspondent à des mesures ou des analyses de pics différentes.

Figure 10. Schéma des principaux niveaux atteints en (^{3}He,t) sur les noyaux étudiés. Les niveaux observés par Clough [8] et Ball [10] sont portés. Les schémas sont tirés de la référence [97].

Quelques remarques générales peuvent être faites sur ces résultats: la forme des distributions expérimentales est peu structurée pour tous ces noyaux légers. Les valeurs des sections efficaces sont très vite décroissantes en fonction de l'angle de diffusion : on observe un facteur 100 entre les mesures à $10^{\circ}_{C.M.}$ et $30^{\circ}_{C.M.}$.

Les sections efficaces sont plus faibles que celles trouvées en diffusion inélastique (^{3}He,^{3}He') à 217 MeV et comparables à celles mesurées en réaction (^{3}He,t) ou (p,n) à plus basse énergie [8,10].

V - METHODE EXPERIMENTALE UTILISEE DANS L'EXPERIENCE (^{3}He,^{3}He') SUR LES NIVEAUX ANALOGUES ET RESULTATS OBTENUS.

1. *Le dispositif expérimental.*

Le système achromatique (analyseur primaire A1, triplet de lentilles, puis cible d'étude avant l'analyseur secondaire A2) est utilisé.

Une chambre à fils est placée dans le plan image du deuxième spectromètre de façon à localiser les particules sortantes dans ce plan. Un télescope de scintillateurs placé en coïncidence avec la chambre permet d'éliminer le fond. Ce dispositif est décrit en détail dans la référence [38].

La résolution en énergie globale (faisceau + cible) est de 350 keV. Cette valeur a permis de séparer quelques niveaux correspondants à une transition T = 1 dans le cas de la réaction ^{12}C(^{3}He,^{3}He')^{12}C*. Dans le cas de la réaction ^{9}Be(^{3}He,^{3}He')^{9}Be* les niveaux observés ont un isospin (1/2) égal à celui du niveau fondamental. Le premier niveau correspondant strictement à T = 1 (isospin final égal à celui du fondamental plus une unité) n'a pu être observé (excité à 14,67 MeV). Il en est de même pour les autres noyaux étudiés (^{11}B et ^{10}B).

2. *Résultats et erreurs.*

Les résultats sont présentés sur les figures 21 et 23 et dans le tableau 5 de l'appendice I, pour les niveaux 1^+ (15,1 MeV) et 2^+ (16,1 MeV). Pour ce dernier, les points expérimentaux sont normalisés sur ceux de la réaction (^{3}He,t) pour le niveau analogue 2^+ de ^{12}N. La présence d'un niveau à 15,5 MeV d'excitation correspondant à T = 0 et d'un fond important rend ces mesures imprécises.

Les points expérimentaux de réaction ^{9}Be(^{3}He,^{3}He')^{9}Be* ($5/2^-$) sont présentés sur la figure 25 et les valeurs des sections efficaces dans le tableau 6 de l'appendice I.

D E U X I E M E C H A P I T R E

CADRE THEORIQUE ET INTERPRETATION DES RESULTATS

INTRODUCTION.

Une première interprétation de ce type de réaction par un processus direct est présentée dans le cadre de la DWBA microscopique. La forme de l'interaction nucléon-projectile ainsi que les facteurs qui caractérisent les distributions angulaires à 217 MeV sont étudiés (paragraphe I).

Les contributions des différents processus d'ordre supérieur (pick-up-stripping, passage par un état excité de la cible) sont évaluées (paragraphe II). Le calcul est fait en utilisant la DWBA au second ordre, Coker et al.[7] ayant montré que les résultats donnés par cette méthode sont très voisins de ceux obtenus par une résolution exacte des voies couplées. Nous avons vérifié sur quelques transitions que ceci reste vrai à 217 MeV.

Enfin une comparaison des conclusions qui sont tirées de cette étude et de celles faites au-dessous de 70 MeV est présentée (paragraphe III).

I - ETUDE DU PROCESSUS EN UNE ETAPE.

A. Rappels du formalisme de la DWBA microscopique.

Le développement complet de cette méthode (calcul de l'amplitude de diffusion et traitement en DWBA) peut se trouver dans les références [39-40]. Seules les grandes lignes et les approximations faites seront exposées ici. Nous avons utilisé le programme DWBA 70 de R. Schaeffer et J. Raynal dans lequel on peut introduire les différents termes (central, spin-spin, spin-orbite et tenseur) de la force.

1. L'amplitude de diffusion et le calcul des sections efficaces.

Soit la réaction $X(^3He,t)Y$. On définira pour une voie α, qui peut être l'état initial i (X + ^{3}He) ou l'état final f (t+Y),les quantités suivantes :

ϕ_{X_α} et ϕ_{x_α} : les fonctions d'onde antisymétriques des deux fragments X et x où x représente le projectile (^{3}He ou t).

E_α : énergie du système dans la voie α.

T_α : opérateur d'énergie cinétique.

Dans l'exposé qui suit,le problème des termes d'échange de nucléons entre le projectile et la cible ne sera pas évoqué pour ne pas alourdir le développement des expressions. Il sera traité dans le paragraphe C.3.

La base de l'approximation DWBA est la séparation de l'amplitude de diffusion en deux termes, l'un décrivant la diffusion élastique par un potentiel moyen $\bar{V}_\alpha$, l'autre la différence entre la diffusion élastique et l'amplitude de diffusion exacte. On traite cette différence au premier ordre de la théorie des perturbations et on peut alors montrer [39] que l'amplitude de diffusion d'un état initial i à un état final f s'écrit :

$$T_{i \to f}^{DWBA} = \sum_{jj'} Z_{jj'} \langle \chi_f^-, j' | v | \chi_i^+, j \rangle \qquad (1)$$

Dans cette expression $\chi_f^-(\vec{r}_f)$ et $\chi_i^+(\vec{r}_i)$ sont les fonctions d'onde optiques des voies i et f solutions de :

$$(T_\alpha + \bar{V}_\alpha - E_\alpha)\ \chi_\alpha^\pm = 0 \qquad (2)$$

(α désigne alors les voies i ou f).

L'interaction effective nucléon de la cible-projectile v est obtenue à partir du potentiel à deux corps v_{kK} s'exerçant entre deux nucléons, k appartenant au projectile et K appartenant à la cible, en intégrant sur les variables internes du projectile :

$$v = \sum_{k \in \text{projectile}} \langle \phi_{x_f} | v_{kK} | \phi_{x_i} \rangle \qquad (3)$$

Si les états de la cible sont décrits avec des particules dans les états liés du modèle en couche, l'interaction v peut se développer sur les opérateurs $a^+_{j'm'}$ et a_{jm} de création et d'annihilation de ces états désignés par j et j' dans l'expression (1). Ceci permet d'obtenir l'expression :

$$Z_{jj'} = \langle \phi_{X_f} | \mathcal{O}^+_{jj'} | \phi_{X_i} \rangle \qquad (4)$$

Dans cette expression, l'opérateur $\mathcal{O}^+_{jj'}$ annihile un neutron dans l'état j et crée un proton dans l'état j'. ϕ_{X_f} et ϕ_{X_i} sont les fonctions d'onde décrivant les états liés de la cible dans les voies i et f. On a :

$$\left(\mathcal{O}^+_{jj'}\right)_{JM} = \sum_{mm'} (-1)^{j-m} \langle j'm'\ j-m | JM \rangle\ a^+_{j'm'}\ a_{jm}$$

Dans l'expression (1) les sommations portent sur les états liés (j,j') du modèle en couches. Les amplitudes spectroscopiques $Z_{jj'}$ contiennent donc

l'information sur la structure de la cible. Pour les noyaux de la couche 1p étudiés, la méthode de calcul et d'utilisation des fonctions d'onde est exposée au paragraphe D.

La section efficace $\sigma_{i\to f}$ est donnée dans le cas où un seul moment angulaire total J est transféré par :

$$\sigma_o^J = \frac{1}{2\,J_i+1} \sum_M \left(\text{Trace} \left(T^M_{i\to f} \right)^+ . \; T^M_{i\to f} \right) \qquad (5)$$

Dans cette expression J_i est le moment angulaire total du noyau dans l'état initial. La sommation porte sur les projections possibles M du transfert de moment J.

Lorsque plusieurs moments totaux J peuvent être transférés on montre facilement que :

$$\sigma^{J_f}_{J_i} = \sum_J \sigma_o^J \qquad (6)$$

σ_o^J est la section efficace définie pour un transfert J ; les amplitudes spectroscopiques sont définies par :

$$Z^J_{ii'} = \frac{\langle \phi_f || \mathcal{O}^{+\,J}_{jj'} || \phi_i \rangle}{\sqrt{(2J+1)(2J_i+1)}} \qquad (7)$$

Dans ces expressions J_i et J_f sont les spins des noyaux initial et final.

Le programme DWBA 70 calcule les sections efficaces σ_o^J pour un transfert J donné. Nous avons sommé celles-ci pour toutes les valeurs de J possibles.

2. *Rappel des règles de sélection.*

Le formalisme microscopique exposé ci-dessus sous-entend les règles de sélection suivantes sur les différents nombres quantiques :

$$\begin{aligned} &(|J_i - J_f|) \leq J \leq (J_i + J_f) \\ &S = 0 \text{ ou } 1 \\ &(|L-S|) \leq J \leq (L+S) \\ &\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^L \\ &|T_f - T_i| \leq T \leq (T_f + T_i) \end{aligned} \qquad (8)$$

$$T_z = T_{z_f} - T_{z_i}$$

Les indices i et f représentent respectivement l'état initial et final ; J, L, S, T sont respectivement les transferts de moment angulaire total, de moment angulaire orbital, de spin et d'isospin; T_z désigne la troisième composante de l'isospin T, π_i et π_f sont les parités initiale et finale. Dans le cas particulier de la réaction (^{3}He,t) on a :

$$T_{z_f} - T_{z_i} = -1$$

$$T = 1$$

On retrouve bien sûr le fait que cette réaction se fait avec isospin-flip et que seuls les termes dépendants de l'isospin contribuent à la section efficace.

Si $T_i = 0$, on a forcément : $T_f = T = 1$. C'est le cas des réactions ^{12}C(^{3}He,t)^{12}N et ^{10}B(^{3}He,t)^{10}C que nous avons étudiées pour lesquelles les niveaux excités sont analogues des niveaux T=1 dans le ^{12}C et le ^{10}B. Si l'on suppose l'indépendance de charge des forces nucléaires, les niveaux analogues sont décrits de la même façon ; à un couplage géométrique près (dans les deux cas, T = 1 mais T_z = 1 ou 0) les distributions angulaires calculées sont directement comparables).

Si $T_i = T_f \neq 0$, on a alors : T = 1 dans le cas des réactions (^{3}He,t), T = 0, 1 dans le cas des réactions (^{3}He,^{3}He') sur les niveaux analogues de ceux excités en (^{3}He,t). C'est le cas pour les réactions ^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B et ^{11}B(^{3}He,t)^{11}C où les niveaux fondamentaux du ^{9}Be et du ^{9}B (ou du ^{11}B et du ^{11}C) sont analogues. L'interaction indépendante de l'isospin (T=0) contribue de façon prépondérante à la section efficace (^{3}He,^{3}He'). Les réactions (^{3}He,t) et (^{3}He,^{3}He') ne sont donc pas directement comparables.

B. Les voies optiques. L'étude de la diffusion élastique des ^{3}He.

Une analyse systématique de la diffusion élastique de particules ^{3}He à 217 MeV a été faite sur un ensemble de noyaux allant du ^{6}Li au ^{208}Pb. Nous en avons déduit les paramètres du potentiel qui décrivent cette diffusion à l'aide du code JIB4. L'expérience et l'ensemble des résultats obtenus sont publiés dans la référence [41].

La description de la diffusion par un potentiel phénoménologique donne un ensemble de paramètres utilisés pour traiter la voie d'entrée (noyau + ^{3}He) dans l'échange de charge. Une étude de la dépendance du potentiel en fonction de (N-Z)/A permet d'en déduire les paramètres de la voie de sortie (noyau + triton).

1. *Le potentiel optique de la voie d'entrée.*

La diffusion élastique est décrite par un potentiel optique de type Woods-Saxon que l'on écrit habituellement :

$$V_{opt} = V_C - V(1+\exp(x))^{-1} - i\,W(1+\exp(x'))^{-1} \qquad (9)$$

où :

$$x = \frac{r - r_R \cdot A^{1/3}}{a_R} \qquad x' = \frac{r - r_I \cdot A^{1/3}}{a_I}$$

Cette expression (9) contient donc 6 paramètres. Le terme V_C correspond au potentiel produit par une sphère uniformément chargée de rayon $R_C = r_C A^{1/3}$.

La recherche sur les 6 paramètres a été faite pour tous les noyaux cités. Les valeurs trouvées sont données dans le tableau 3. L'accord entre la courbe théorique et les points expérimentaux est mesuré par la valeur de χ^2 (par point) qui varie entre 0,5 et 20, la valeur la plus mauvaise étant trouvée pour le ^{6}Li.

Noyau	V (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	W (MeV)	r_I (fm)	a_I (fm)
^{6}Li	80,7	1,00	0,77	27,7	1,46	0,83
^{9}Be	35,0	1,52	0,71	5,7	1,80	0,63
^{12}C	68,0	1,22	0,77	20,7	1,58	0,67
^{28}Si	84,5	1,14	0,86	23,7	1,46	0,73
^{40}Ca	64,8	1,30	0,79	19,0	1,52	0,81
^{90}Zr	76,2	1,24	0,83	26,1	1,39	0,79
^{120}Sn	70,9	1,27	0,86	28,9	1,40	0,69
^{208}Pb	78,0	1,25	0,86	24,1	1,43	0,81

Tableau 3. Paramètres du modèle optique pour différents noyaux.

La figure 11 présente les points expérimentaux et le calcul macroscopique dans le cas des noyaux de ^{12}C et ^{28}Si.

Dans cette analyse, la particule incidente est supposée ponctuelle bien que son rayon soit dans certains cas non négligeable par rapport à celui du noyau cible. Ceci explique que les paramètres qui décrivent la diffusion sur certains noyaux légers soient sensiblement différents de ceux correspondant à la diffusion sur des noyaux lourds (voir tableau 3).

D'autre part, à cette énergie élevée, la partie imaginaire du potentiel est un terme de volume ; il a en effet été constaté que l'introduction d'un terme de surface n'améliore pas l'accord entre l'analyse et les points expérimentaux [42]. On sait aussi qu'à basse énergie, une ambiguïté subsiste dans la détermination du potentiel optique, plusieurs familles étant possibles surtout dans le cas de la diffusion sur les noyaux lourds [43]. Dans le but d'étudier si cette même ambigüité existe à 217 MeV, une recherche plus approfondie a été faite sur le ^{208}Pb. La figure 12 montre la grille des paramètres obtenus lorsque r_R prend les valeurs comprises entre 1,1 et 1,5 fermis. On voit qu'il n'existe qu'une seule famille de potentiels à 217 MeV.

Il est possible d'expliquer qualitativement ce fait: on a montré [44] que les sections efficaces de diffusion élastique sont sensibles à une zone de faible extension autour du rayon d'absorption forte. A basse énergie, ce rayon est situé à l'extérieur du rayon moyen du noyau: plusieurs potentiels ayant le même comportement dans cette zone conviennent pour décrire la diffusion élastique.

A 217 MeV, la particule incidente pénètre plus profondément dans le noyau et "voit" les différences entre plusieurs potentiels

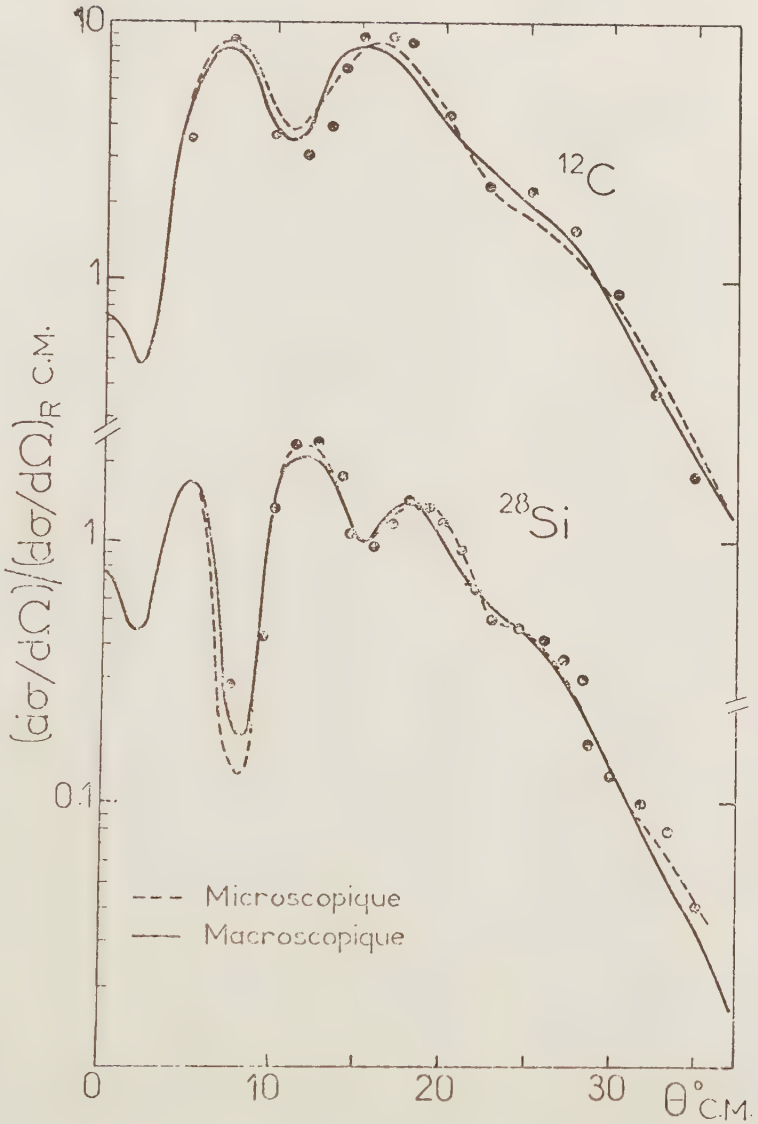


Figure 11. Sections efficaces de diffusion élastique d'^{3}He à 217 MeV. La courbe en traits pleins correspond à un calcul microscopique (paragraphe C2), celle en pointillés à un calcul avec potentiel phénoménologique.

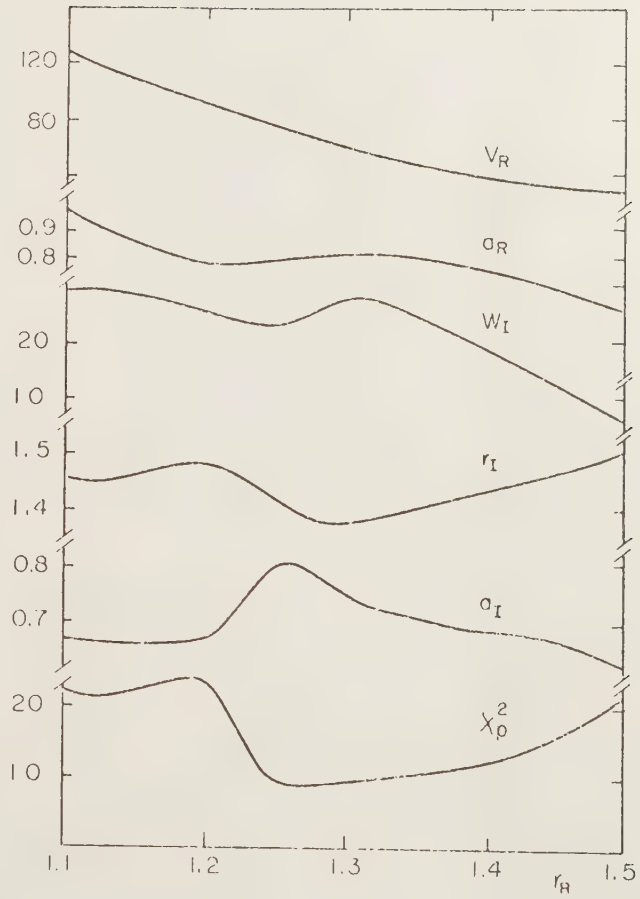


Figure 12. Valeurs de χ^2 et des paramètres optiques en fonction de r_R pour la diffusion élastique des ^{3}He sur le ^{208}Pb.

optiques qui en étant très voisins à l'extérieur du noyau sont différents à l'intérieur. Nous avons pu vérifier que le rayon d'absorption forte est de l'ordre de 3 fm à 217 MeV pour la diffusion des ^{3}He sur le ^{12}C [41]. La valeur obtenue par déconvolution de ce rayon et du rayon de l'interaction (2,23 fm) est 2,1 fm et peut en effet être rapprochée du rayon de charge du ^{12}C ($\sim$ 2,4 fm). A 50 MeV, le rayon d'absorption forte est de l'ordre de 3,4 fm d'où une valeur de 2,57 fm obtenue par déconvolution, plus grande que le rayon de charge.

En examinant le tableau 3 des paramètres, on peut remarquer que la variation des parties réelle et imaginaire du potentiel en fonction du paramètre (N-Z)/A de la cible est faible. Pour étudier cette dépendance, nous avons analysé les résultats obtenus sur les différents noyaux en fixant les paramètres r_R, r_I, a_R et a_I aux valeurs moyennes trouvées pour la diffusion $^{90}Zr(^{3}He,^{3}He)^{90}Zr$.

Les deux paramètres V et W obéissent alors aux lois suivantes :

$$\begin{aligned} V &= 71 + 55\ (N-Z)/A \quad (MeV) \\ W &= 26 + 5\ (N-Z)/A \quad (MeV) \end{aligned} \qquad (10)$$

Le terme réel décrivant la dépendance en isospin du potentiel (55(N-Z)/A) reste faible et proche de celui donné par Bechetti et Greenlees [45] dans l'analyse des résultats de basse énergie, avec une géométrie voisine de celle que nous avons choisie. Par contre, pour la partie absorptive, Greenlees et al. trouvent une dépendance beaucoup plus importante en isospin (63(N-Z)/A), alors que la partie indépendante de l'isospin est voisine à 50 MeV de celle donnée en (10).

D'autre part, le terme indépendant de l'isospin doit être approximativement le triple du terme équivalent du potentiel nucléon-noyau à une énergie trois fois plus faible. Par contre les termes dépendants de l'isospin doivent être égaux (Satchler réf.[46]). En comparant nos résultats et ceux de Bechetti et al. [47] pour la diffusion nucléon-noyau, on constate que cette loi est à peu près vérifiée en ce qui concerne la partie indépendante de l'isospin du potentiel, mais ne l'est pas pour la partie dépendante de celui-ci, pour laquelle nous trouvons une valeur deux fois plus grande.

Dans tous les cas cités, les distributions angulaires de diffusion élastique sont peu sensibles à la partie dépendante de l'isospin du potentiel et la détermination de ce terme est imprécise. Ceci explique que nous ayons étudié l'influence de la variation des paramètres de voies optiques sur les distributions angulaires des réactions $(^{3}He,t)$.

Nous avons négligé, dans cette analyse, le terme spin-orbite du potentiel optique. D'une part, nous ne disposons pas de résultats de polarisation qui permettent de le déterminer de façon précise. D'autre part, il est faible comme le montrent les calculs de Smith et Kunz [48].

Quelques essais de recherche comprenant ce terme ont été faits en choisissant une géométrie identique à celle du terme central. Nous avons obtenu une profondeur voisine de 0,2 MeV. Ceci confirme bien les conclusions de Smith et les mesures de Urone et al. [48].

2. *Le potentiel optique de la voie de sortie.*

Les ^{3}He et les tritons forment un doublet $t = 1/2$; on peut donc s'attendre à une même dépendance en isospin de leurs potentiels optiques [46] qui s'écrit :

$$V = V_0 \pm V_1 \ (N-Z)/A \quad \text{(MeV)}$$

$$W = W_0 \pm W_1 \ (N-Z)/A \quad \text{(MeV)}$$

Le signe plus correspond au potentiel décrivant la diffusion de particules ^{3}He, le signe moins correspond à celui décrivant la diffusion de tritons.

Ceci a été vérifié par Bassel et al. [49] dans une étude comparative des réactions (^{3}He,^{3}He) et (t,t) à 25 MeV. Il est possible de rendre compte des sections efficaces de ces deux réactions avec les mêmes paramètres optiques V_0, V_1 et W_0, W_1 .

A 217 MeV, nous avons fait la même hypothèse. Le potentiel de la voie d'entrée et celui de la voie de sortie (pot.2) sont donnés dans le tableau 4, pour le noyau de ^{12}C. Pour les autres noyaux, des essais ont été faits, soit avec ces potentiels, soit avec ceux dérivés du tableau 3 pour chacun d'eux : seule la valeur de χ^2 est légèrement détériorée; l'accord est un peu moins bon aux grands angles seulement.

Paramètres	V (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	W (MeV)	r_I (fm)	a_I (fm)
Voie d'entrée	68	1,22	0,77	20,7	1,58	0,67
Voie de sortie Potentiel (1)	68	1,22	0,77	20,7	1,58	0,67
Voie de sortie Potentiel (2)	77	1,22	0,77	25	1,58	0,67

Tableau 4. Paramètres optiques utilisés dans les voies d'entrée et de sortie en réaction (^{3}He,t).

C. Calcul de l'interaction nucléon-projectile.

L'approximation habituelle [14-50],pour des projectiles de masse inférieure ou égale à quatre,est de considérer que l'interaction effective v s'obtient par convolution de l'interaction nucléon-nucléon avec la densité nucléaire du projectile :

$$v = \sum_{k \in \text{projectile}} \int \rho_k(\vec{r}_k) \ v_{kK}(\vec{r}_K - \vec{r}_k) \ d\vec{r}_k \qquad (11)$$

Dans cette expression, $\rho_k(\vec{r}_k)$ est la densité nucléaire de la particule ^{3}He ; $\vec{r}_K$ est la distance entre le centre de masse du projectile et le nucléon K du noyau, $\vec{r}_k$ correspond à la position du nucléon k dans le projectile, $v_{kK}(\vec{r}_K - \vec{r}_k)$ est l'interaction nucléon-nucléon.

1. *La partie centrale de l'interaction.*

Si l'on écrit la partie centrale de la force nucléon-nucléon sous sa forme habituelle :

$$v_{kK}(\vec{r}) = V\, f(\vec{r})$$

avec : $V = \alpha + \beta\, \vec{\sigma}_K \cdot \vec{\sigma}_k + \gamma\, \vec{\tau}_K \cdot \vec{\tau}_k + \delta(\vec{\sigma}_K.\vec{\sigma}_k) \cdot (\vec{\tau}_K.\vec{\tau}_k)$ (12)

où $\vec{\sigma}_k(\vec{\sigma}_K)$ et $\vec{\tau}_k(\vec{\tau}_K)$ sont respectivement les opérateurs de spin et d'isospin pour un nucléon du projectile (de la cible) et $\vec{r}$ la coordonnée relative des deux nucléons ; on obtient alors pour la force nucléon-^{3}He:

$$\sum_k V \int \rho(\vec{r}_k)\, f(\vec{r}_k - \vec{r}_K)\, d\vec{r}_k = V' \int \rho(\vec{r}_k)\, f(\vec{r}_k - \vec{r}_K)\, d\vec{r}_k$$

avec :

$$V' = 3\alpha + \beta\, \vec{\sigma}_K.\vec{\sigma}_3 + \gamma\, \vec{\tau}_K.\vec{\tau}_3 - \delta(\vec{\sigma}_K.\vec{\sigma}_3)(\vec{\tau}_K.\vec{\tau}_3) \qquad (13)$$

Dans cette expression $\vec{\sigma}_3(\vec{\tau}_3)$ désigne cette fois l'opérateur de spin (d'isospin) de la particule ^{3}He.

Le rapport des termes indépendants et dépendants de l'isospin (du spin) est trois fois plus faible que le même rapport dans l'interaction nucléon-nucléon originale. Ceci est dû à la somme sur le spin et l'isospin du projectile qui implique que seul un nucléon non apparié sur les trois joue un rôle dans le terme contenant $(\vec{\tau}_K.\vec{\tau}_3)$ et $(\vec{\sigma}_K.\vec{\sigma}_3)$.

La densité nucléaire de la particule ^{3}He est en général considérée de forme gaussienne [51].

L'interaction nucléon-nucléon choisie reproduit les données de la diffusion libre ; la partie à longue portée de la force d'Hamada-Johnston est souvent utilisée [52] à basse énergie. Toutefois il a été vérifié que le calcul n'est pas sensible à la forme radiale de l'interaction [2,52].
En utilisant la force de forme gaussienne de Wong et Wong [53]. Le calcul de la convolution effectué par Park et Satchler [54] donne l'interaction nucléon-^{3}He suivante :

$$V_{3\text{-}K} = (22{,}5 - 2{,}5 \left[\vec{\tau}_K.\vec{\tau}_3 + \vec{\sigma}_K.\vec{\sigma}_3 - (\vec{\tau}_K.\vec{\tau}_3).(\vec{\sigma}_K.\vec{\sigma}_3) \right] e^{-r^2/\mu^2} \qquad (14)$$

avec $\mu^2 = 5$ fm^2 ; $V_{3\text{-}K}$ est donné en MeV.

D'autre part, on utilise généralement une interaction effective complexe pour tenir compte de toutes les voies intermédiaires entre l'état initial et final [55]. Ceci est confirmé, a postériori, par le succès du modèle collectif pour la diffusion inélastique de protons [56] ou de particules composites [42]. Les ^{3}He étant très fortement absorbés à la surface du noyau, les phénomènes de break-up étant importants, on peut s'attendre à ce que la partie imaginaire de l'interaction soit très importante.

La contribution des termes non contenus explicitement dans le calcul, dépend évidemment de l'énergie incidente. Ceci se traduit par une re-normalisation globale de l'interaction, différente suivant l'énergie. La paramétrisation des parties réelle et imaginaire et la dépendance en fonction de l'énergie incidente ont été abondamment décrites dans le cas de la description microscopique de la diffusion élastique et inélastique de particules α [52,57] et ^{3}He [41-54] . Le succès obtenu lors de la confrontation de ces calculs avec les résultats expérimentaux, nous a incité à utiliser ce même modèle microscopique pour les réactions d'échange de charge à 217 MeV, bien que dans le cas des réactions (^{3}He,t) il ne s'agisse pas d'excitation collective dans le noyau. L'accord obtenu aussi dans ce dernier cas, avec les résultats expérimentaux, justifiera, a postériori, son utilisation.

2. *Détermination de la paramétrisation de la force à l'aide de l'interprétation microscopique de la diffusion élastique* [41]

La partie réelle du potentiel optique qui décrit la diffusion élastique d'^{3}He par un noyau cible peut, en première approximation, être assimilée au terme suivant [50] :

$$V_R = \langle \phi | V_{3-K} | \phi \rangle$$

V_{3-K} est donné par la relation (14) et ϕ est la fonction d'onde du noyau cible.

Si l'on sépare la partie centrale $V_o(r)$ et la partie dépendante de l'isospin $V_t(r)$ dans V_R, on peut écrire :

$$V_o(r) = \int \left[\rho_c(r') + \rho_n(r')\right] v_o \, e^{-(\vec{r}-\vec{r}')^2/\mu^2} \, d\vec{r}' \qquad (15)$$

$$V_t(r) = \int \left[\rho_c(r') - \rho_n(r')\right] v_t \, e^{-(\vec{r}-\vec{r}')^2/\mu^2} \, d\vec{r}' \qquad (16)$$

Dans le cas de la force (14) donnée par Park et Satchler, on a :

$$\mu^2 = 5 \text{ fm}^2 \quad v_o = 22{,}5 \text{ MeV} \quad v_t = -2{,}5 \text{ MeV} \qquad (17)$$

Dans les expressions (15) et (16), $\rho_c(r')$ et $\rho_n(r')$ sont respectivement les densités de charge et de matière neutronique du noyau cible.

Nous tenons compte des termes d'ordre supérieur, qu'on ne sait pas calculer, par un facteur de normalisation U_R de l'interaction, de sorte qu'alors le potentiel optique s'écrit :

$$V_R(r) = U_R\left[V_o(r) + V_t(r)\right] \qquad (18)$$

La partie imaginaire du potentiel $W_I(r)$ est supposée proportionnelle à la partie réelle :

$$W_I(r) = U_I/U_R \cdot V_R(r) \qquad (19)$$

Cette hypothèse raisonnable du fait que les parties réelle et imaginaire du potentiel phénoménologique ont une géométrie voisine [41] a été très souvent utilisée [52-57].

Les paramètres U_R et U_I sont ajustés de façon à rendre compte des sections efficaces expérimentales sur quelques noyaux dont la distribution de matière est supposée bien connue [41-57]. Les valeurs obtenues sont voisines pour tous les noyaux. Ceci permet de définir les paramètres moyens U_R et U_I utilisés pour décrire la diffusion élastique sur toutes les cibles étudiées.

$$\begin{aligned} \bar{U}_R &= 0,54 \\ \bar{U}_I &= 0,29 \end{aligned} \qquad (20)$$

Nous avons tenu compte des effets d'échange d'un nucléon en ajoutant à l'interaction décrite, un pseudo-potentiel de courte portée (voir paragraphe suivant et référence [15]).

L'analyse montre alors que ceci modifie très peu les paramètres $\bar{U}_R$ et $\bar{U}_I$. On a, en effet, dans ce cas :

$$\begin{aligned} \bar{U}_R &= 0,50 \\ \bar{U}_I &= 0,27 \end{aligned} \qquad (21)$$

La figure 11 présente les distributions angulaires expérimentales et les résultats de l'analyse microscopique pour les noyaux de ^{28}Si et ^{12}C.

La partie V_t du potentiel étant très faible par rapport à V_o, sa détermination est imprécise. Cette méthode permet surtout d'obtenir V_o. Il est toutefois raisonnable de re-normaliser globalement tous les termes de l'interaction nucléon-projectile en fonction de l'énergie incidente. L'accord satisfaisant obtenu dans la description des résultats expérimentaux confirmera la validité de cette hypothèse. Nous n'approfondirons pas ici la signification physique des coefficients U_R et U_I. Ce problème dépasse le cadre présent de ce travail.

3. *Le terme d'échange.*

Parmi les effets négligés, l'échange entre un nucléon de la cible et un nucléon du projectile peut être calculé suivant la méthode d'approximation locale développée par Schaeffer [15].

On ne tient compte dans ce calcul que de l'échange entre les nucléons de la cible et du projectile qui interagissent mutuellement. Si l'on considère une interaction nucléon-nucléon de forme gaussienne

de portée μ_n et une densité de matière gaussienne de portée λ, on peut montrer (voir appendice III) que l'expression générale de l'interaction effective nucléon-^{3}He devient alors :

$$v^{(D+E)}(r) = v^D(r) + v^E(r) = V.(\mu_n/\mu)^3.e^{-r^2/\mu^2} + V^E.e^{-k^2\mu_n^2/4}.(\mu_n/\mu_E)^3.e^{-r^2/\mu_E^2} \quad (22)$$

$$\mu^2 = \lambda^2 + \mu_n^2 \quad ; \quad \mu_E = \lambda$$

k : moment relatif des nucléons échangés.

A partir de la force nucléon-nucléon de Wong et de la densité de matière de la particule ^{3}He, on retrouve, dans (22), l'expression de Park et Satchler pour le terme direct $v^D(r)$:

$$\mu^2 = 5 \text{ fm}^2 \text{ , } \mu_n = 1,66 \text{ fm} \quad \text{et} \quad \mu_E = 1,48 \text{ fm}$$

En utilisant (22) et les relations données en appendice III, nous avons calculé :

$$v^E(r) = \left\{ -20,1+2,26\ \vec{\sigma}_K.\vec{\sigma}_3 + 2,26\ \vec{\tau}_K.\vec{\tau}_3 - 2,26(\vec{\tau}_K.\vec{\tau}_3)(\vec{\sigma}_K.\vec{\sigma}_3) \right\} e^{-(r/1,48)^2} \quad (23)$$

On tient donc compte de ces processus d'échange en ajoutant à la partie directe de l'interaction un pseudo-potentiel de courte portée (1,48 fm au lieu de 2,23 fm pour la partie directe).

On ne tient pas compte des processus où le nucléon de la cible qui interagit n'est pas celui qui est échangé. Ceci peut être comparé au transfert de deux particules [15]. A 217 MeV, on n'en connaît pas l'importance. A basse énergie, les sections efficaces de double transfert sont comparables à celles des réactions (^{3}He,t). Toutefois, à notre connaissance, aucun calcul de ce type n'a été entrepris.

4. *La partie tenseur de l'interaction.*

Son importance a été mise en évidence de nombreuses fois à basse énergie dans le cas de transitions T = 1. C'est ainsi que Love et Parish [60] et Austin [59] ont montré la nécessité d'introduire un terme tenseur pour rendre compte des réactions $^{12}C(p,p')^{12}C^*$ (15,1 MeV, T=1) et $^{14}N(p,p')^{14}N^*$ (2,31 MeV, T=1).

Dans le cas des réactions (^{3}He,t), pour lesquelles on a toujours T=1, l'importance du terme tenseur a été longuement discutée [5-6] pour expliquer les distributions angulaires des transitions de parité non naturelle. La description microscopique de celles-ci prévoit un transfert de moment orbital L = J-1 lorsque l'interaction utilisée est centrale [61] alors que la forme expérimentale est caractéristique de L = J+1 . Les ^{3}He sont des particules très absorbées et la valeur du facteur de forme est importante seulement à la surface du noyau (les fonctions d'onde des états liés chutent rapidement à l'extérieur). Or, dans l'espace des moments q, l'interaction centrale décroît plus rapidement que le terme tenseur en fonction de q. Par

ailleurs, le terme tenseur favorise le transfert L = J+1. Qualitativement, on peut donc expliquer les distributions expérimentales pour ces transitions. L'interférence entre les deux facteurs de forme rend correctement compte de l'importance relative des termes tenseur et central [16].

A 217 MeV, l'interaction tenseur est mal connue.La partie centrale que nous avons choisie étant utilisée à basse énergie, nous avons repris la partie tenseur des analyses de basse énergie.

Ce terme est calculé à partir de l'interaction nucléon-nucléon suivante (partie à longue portée de l'OPEP) :

$$\left(v_{Kk}\right)_T = V \cdot Z(r/\mu)\, S_{kK} \cdot \vec{\tau}_k \cdot \vec{\tau}_K \qquad (24)$$

avec :

$$S_{kK} = 3\frac{(\vec{\sigma}_k \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_K \cdot \vec{r})}{r^2} - \vec{\sigma}_K \cdot \vec{\sigma}_k$$

$$Z(r/\mu) = \frac{e^{-r/\mu}}{r/\mu}\left(1 + \frac{3}{(r/\mu)} + \frac{3}{(r/\mu)^2}\right) \quad \text{si } r > 0{,}7\ \mu$$

$$Z(r/\mu) = 0 \quad \text{si} \quad r < 0{,}7\ \mu$$

La moyenne sur la densité nucléaire du projectile donne alors la partie tenseur de l'interaction effective :

$$[v(r)]_T = - V.\bar{Z}(r).S_{3K}\, \vec{\tau}_3 \cdot \vec{\tau}_K \qquad (25)$$

$\vec{\tau}_3$ désigne l'opérateur d'isospin pour ^{3}He ; S_{3K} est le terme tenseur nucléon-^{3}He.

$$\bar{Z}(r) = \int Z(r'/\mu)\ \rho_2(r,r')\ r'^2\ dr'$$

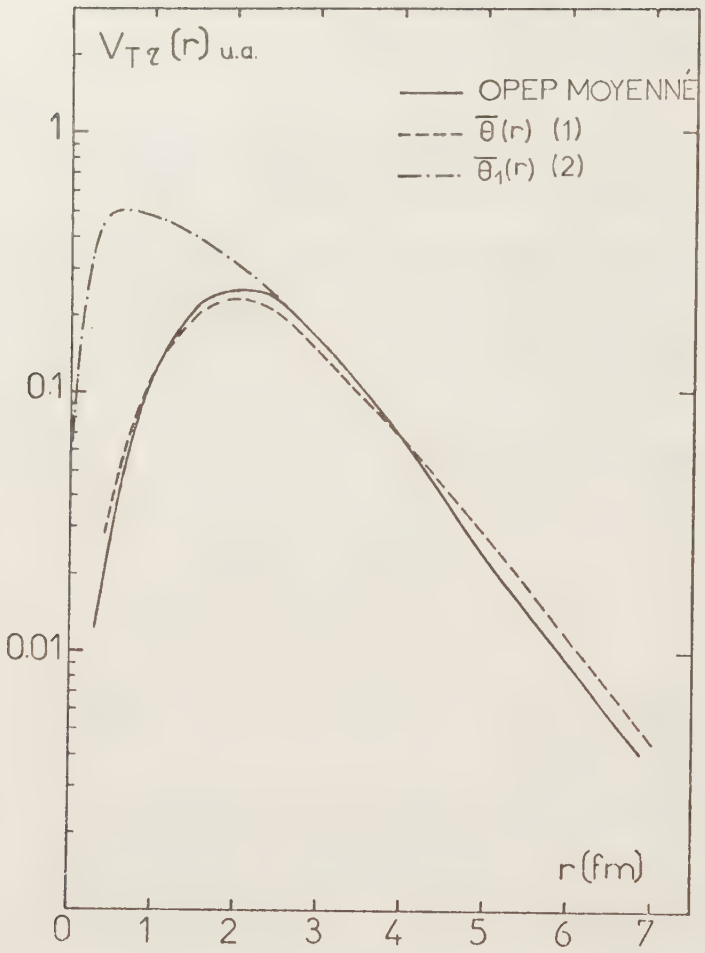
$\rho_2(r,r')$ est défini par :

$$\rho(\vec{r} - \vec{r}') = \sum_{LM} Y_L^M(\theta_r)\ Y_L^M(\theta_{r'})\ \rho_L(r,r')$$

où $\rho(\vec{r}-\vec{r}')$ est la densité nucléaire de 1'^{3}He.

La figure 13 présente la fonction $\bar{Z}(r)$ en fonction de r, et l'approximation $\bar{\theta}_1(r)$ qui en est faite à basse énergie :

$$\bar{\theta}_1(r) = c.r^2\ \frac{e^{-r/\mu'}}{r/\mu'}$$



c et μ' sont déterminés lorsque la projection sur cette forme est faite entre 2 et 4 fermis. Ceci est le cas à basse énergie où seule cette zone radiale contribue à la section efficace [2]. On a alors :

$$\bar{\theta}_1(r) = 1,7.r^2.\frac{e^{-r/0,88}}{r/0,88} \qquad (26)$$

A 217 MeV, le terme tenseur est normalisé par U_R et U_I comme l'interaction centrale.

Figure 13. Forme radiale $\bar{\tau}(r)$ de l'interaction tenseur nucléon-projectile. Approximation par les fonctions $\bar{\theta}(r)$ et $\bar{\theta}_1(r)$ définies dans le texte et le tableau 6.

5. *Etude de la partie "sensible" de l'interaction.*

A basse énergie, on utilise indifféremment une interaction de forme Yukawa, Woods-Saxon ou Gauss pourvu que le comportement radial soit toujours le même entre 2 et 4 fermis [2,52]. Seul le rapport de l'intensité de la force V_J utilisée pour un transfert de moment J, à celle pour un transfert J = 0 est modifiée [2] suivant la forme de l'interaction.

Le programme DWBA 70 n'acceptant que les forces ayant une forme radiale de Yukawa, nous avons représenté la gaussienne de Park et Satchler par une somme de fonctions radiales de Yukawa. La projection est d'abord effectuée comme à basse énergie entre 2 et 4 fm. On obtient une forme de Yukawa de 7 MeV de profondeur et 1,4 fm de portée. Compte tenu de la convolution sur le projectile, cette force est compatible avec celle de Serber utilisée en (p,p') [15-40].

Pour étudier si la zone de l'interaction à laquelle est sensible la section efficace est la même à 217 MeV et au-dessous de 70 MeV, nous avons comparé les distributions angulaires obtenues d'une part, avec la forme de Yukawa donnée ci-dessus, d'autre part, avec la gaussienne de Park et Satchler. Ceci a été fait pour le niveau 2^+ T=0 à 4,4 MeV dans

le ^{12}C excité en diffusion inélastique d'^{3}He. Nous avons utilisé le programme ODABAL [57] dans lequel il est possible d'introduire une interaction centrale de Gauss. Sur la figure 14, on peut voir qu'un écart assez important existe entre les deux calculs (courbes 2 et 4 avec échange inclus). Nous avons donc raffiné la projection de la gaussienne, en l'effectuant d'abord dans l'espace des moments q entre 0 et 2,5 fm^{-1} (figure 15).Les paramètres des trois fonctions de Yukawa sont alors données dans le tableau 5, tandis que la forme radiale globale obtenue est présentée figure 16, et le facteur de forme F(r) pour la réaction $^{12}C(^{3}He,^{3}He')^{12}C^{*}$ (4,4 MeV) sur la figure 17. On obtient pour ce niveau la même forme de distribution angulaire en utilisant cette projection ou la gaussienne elle-même (figure 14 courbes 1 et 3 sans échange).

Portées \ Termes	V_{τ}	$V_{\sigma\tau}$
	a) Une fonction radiale de Yukawa	(I)
1,4	7	- 7
	b) 3 fonctions radiales de Yukawa	(II)
0,91	81,7	-81,7
1,01	-73	73
0,356	2,14	- 2,14

Tableau 5. Paramètres de la force nucléon-^{3}He centrale introduits dans le calcul, déterminés à partir de la force de Park et Satchler :
$v = 2,5\left(\vec{\tau}_K.\vec{\tau}_3 - (\vec{\tau}_K.\vec{\tau}_3).(\vec{\sigma}_K.\vec{\sigma}_3)\right) e^{-r^2/5}$
Les portées sont en fm et les profondeurs en MeV.

A 217 MeV, les distributions angulaires sont plus sensibles à la forme radiale de l'interaction qu'elles ne le sont à basse énergie. Il semble de plus qu'une forme gaussienne soit plus réaliste qu'une force de Yukawa et permette de rendre compte des distributions angulaires expérimentales alors qu'à basse énergie les deux formes sont indifféremment valables.

Sur la figure 13, l'interaction tenseur $\bar{Z}(r)$ est elle aussi projetée non seulement sur $\bar{\theta}_1(r)$ entre 2 et 4 fm, mais aussi sur $\bar{\theta}(r)$ entre 0,5 et 6 fm (tableau 6) :

$$\bar{\theta}(r) = 1,7.r^2.\frac{e^{-r/0,88}}{r/0,88} - 5,5.r^2.\frac{e^{-r/0,5}}{r/0,5} \qquad (27)$$

Les formes $\bar{\theta}(r)$ et $\bar{\theta}_1(r)$ ont été successivement utilisées dans le calcul de la réaction $^{12}C(^{3}He,t)^{12}N$ (1^+, T=1). La partie centrale de l'interaction est définie dans le tableau 5. Les potentiels optiques sont donnés dans le tableau 4 pour les voies d'entrée et de sortie (potentiel (2)). Les fonctions d'onde des états liés sont celles calculées pour le ^{12}C par Gillet et Vinh-Mau dans le formalisme trou-particule [62].

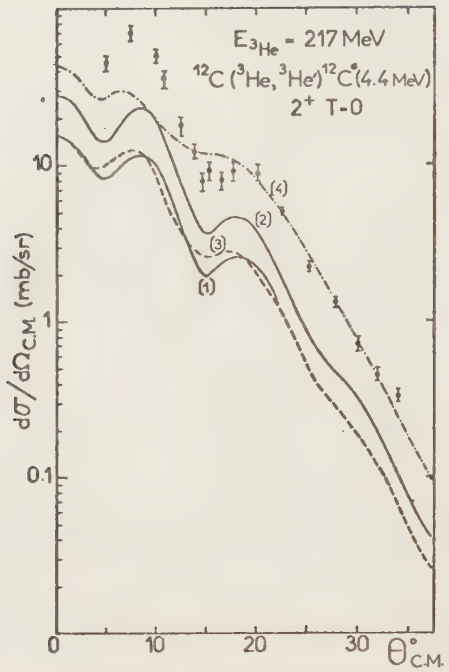


Figure 14. Points expérimentaux pour la réaction : $^{12}C(^3He, ^3He')^{12}C^*$ $(2^+,T=0)$. Les calculs sont présentés avec les différentes interactions définies dans le texte.

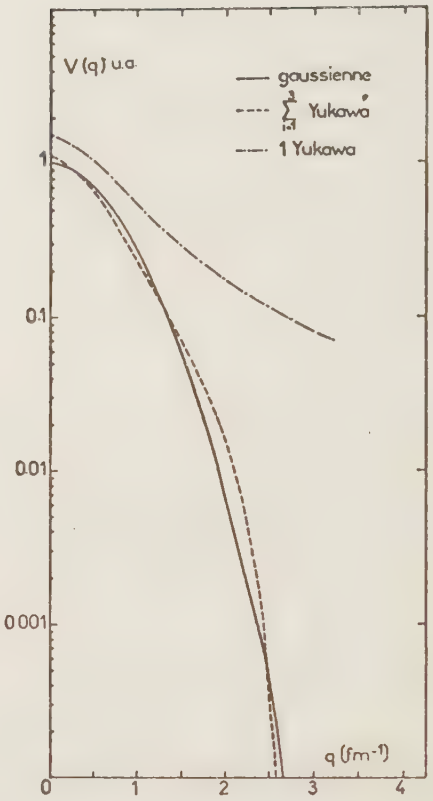


Figure 15. Comportement dans l'espace des moments q (en fm^{-1}) des différentes interactions centrales utilisées.

Figure 16. Comportement radial des différentes interactions utilisées et définies dans le tableau 5.

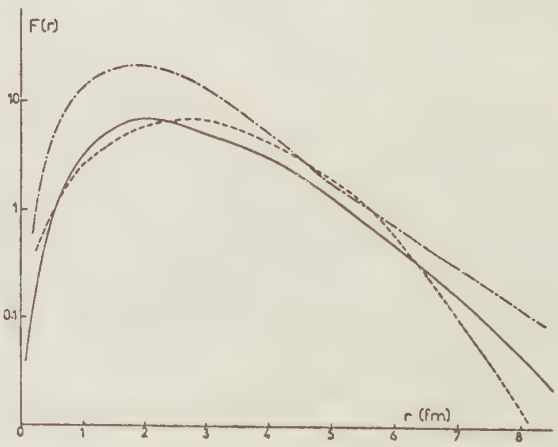


Figure 17. Facteur de forme F(r) obtenu pour la transition $(2^+,T=0)$ dans le ^{12}C; les différentes courbes correspondent respectivement à un calcul avec une interaction Gaussienne (trait plein), Yukawa (traits-points), et trois formes de Yukawa (tirets).

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 18 : les écarts entre les deux distributions angulaires correspondant aux deux calculs sont faibles (30 à 40% en normalisation, pas d'effet sur la forme). Par

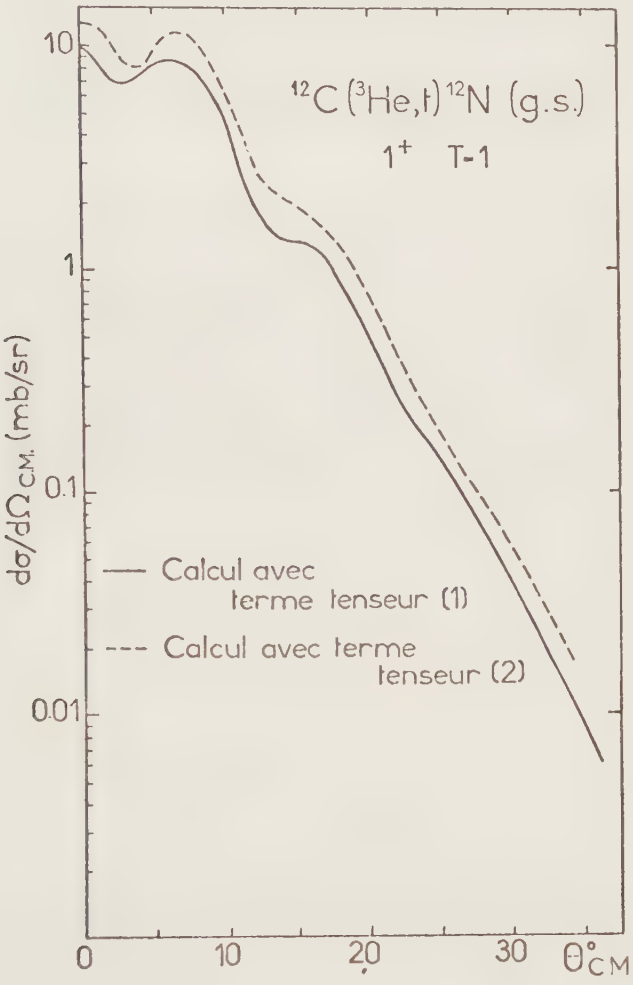


Figure 18. Distributions angulaires (^{3}He,t) sur le niveau 1^+, T=1 de ^{12}N. Les interactions tenseurs (1) et (2) sont définies dans le tableau 6.

la suite, tous les calculs sont effectués avec le terme tenseur $\bar{\theta}_1(r)$ du tableau 6. La projection du terme d'échange pour lequel nous n'avons pas développé d'étude semblable est donnée dans le tableau 7.

Portée	$V_{T\tau}$	Dénomination du texte
0,88	1,7	$\bar{\theta}_1(r)$ (2)
0,9 0,5	1,7 -5,5	$\bar{\theta}(r)$ (1)

Tableau 6. Les paramètres de la force tenseur introduits dans le calcul à partir de l'OPEP moyenné sur les fonctions d'ondes du projectile. Les portées sont en fm et les profondeurs en MeV.

Terme / Portée	V_τ	$V_{\sigma\tau}$
1,23	2,65	-2,65

Tableau 7. Paramètres de la force d'échange introduits dans le calcul à partir de la force (23) :
$v^E(r) = 2{,}26\left(\vec{\tau}_K.\vec{\tau}_k - (\vec{\tau}_K.\vec{\tau}_k)(\vec{\sigma}_K.\vec{\sigma}_k)\right) e^{-(r/1{,}48)^2}$
Les portées sont en fm et les profondeurs en MeV.

6. *L'interaction spin-orbite.*

On possède très peu de renseignements sur la partie $\vec{L}.\vec{S}$ de la force effective nucléon-nucléon et quasiment rien sur ce terme dans l'interaction nucléon-^{3}He. Qualitativement, il semble être peu important à basse énergie sauf pour les phénomènes qui dépendent explicitement du spin comme l'asymétrie [63]. On s'attend toutefois à ce que son effet devienne non négligeable lorsque l'énergie augmente.

Dans l'interaction nucléon-nucléon, ce terme est caractérisé par une portée courte. Ce fait est confirmé par l'analyse de la diffusion inélastique de protons à 20 MeV [64] et par l'étude faite par Greenlees à partir du terme $\vec{L}.\vec{S}$ du potentiel optique [50-65]. Nous n'avons entrepris pour l'instant que des essais visant à déterminer l'effet d'un terme $\vec{L}.\vec{S}$ sur la forme des distributions angulaires. En tenant compte du fait que le terme $\vec{L}.\vec{S}$ dans le potentiel optique ^{3}He-noyau est voisin de celui obtenu à basse énergie, nous avons fait varier portée et profondeur de l'interaction dans des limites raisonnables qui sont les valeurs utilisées à basse énergie. Une forme de Yukawa de profondeur V_{LS} et de portée μ_{LS} est choisie avec :

$$1 \text{ MeV} \leq V_{LS} \leq 5 \text{ MeV}$$

$$0{,}5 \text{ fm} \leq \mu_{LS} \leq 1 \text{ fm}$$

D. Le modèle nucléaire.

Les coefficients $Z_{jj'}$, définis par (4) et (7) contiennent les informations sur les fonctions d'onde des états de la cible et du noyau résiduel. Une première étude a été faite pour le ^{12}C à l'aide des fonctions d'onde trou-particule de Gillet et Vinh-Mau que l'on peut utiliser directement dans le programme DWBA 70 et qui sont couramment employées pour ce noyau. Nous avons, ensuite, approfondi la méthode permettant d'utiliser le modèle de Cohen et Kurath pour tous les noyaux de la couche 1p. La comparaison des résultats obtenus à l'aide de ces deux modèles a été effectuée sur les différents niveaux du ^{12}C. Les niveaux excités du noyau résiduel, dans le cas des réactions (^{3}He,t), sont analogues des niveaux de la cible et donc décrits par le même modèle nucléaire que ceux-ci.

1. *Modèle de Gillet et Vinh-Mau.*

Les fonctions d'onde trou-particule sont calculées par Gillet et Vinh-Mau dans l'approximation de la RPA. Dans ce formalisme, les coefficients $Z_{jj'}$, s'écrivent pour une configuration (jj') donnée :

$$Z_{jj'} = \langle JM|\mathcal{A}^+_{jj'}|00\rangle \qquad (28)$$

$|00\rangle$ représente l'état initial et $|JM\rangle$ l'état final du noyau. L'opérateur $\mathcal{A}^+$ qui crée une paire particule-trou est défini par :

$$\left(\mathcal{A}^{+}_{jj'}\right)_{JM} = \sum_{mm'} (-1)^{j-m} \langle j'm'j-m|JM\rangle \; a^{+}_{j'm'} \; a_{jm} \qquad (29)$$

Dans cette description, les états excités diffèrent donc de l'état fondamental par des paires formées par une particule couplée à un trou. Le paramètre α du puits d'oscillateur harmonique est égal à 0,64 fm^{-1} pour le ^{12}C. Ce modèle étant couramment utilisé, nous ne détaillerons pas plus les hypothèses sur lesquelles il est fondé.
Les fonctions d'onde utilisées pour les niveaux 1^+, 2^+ et 2^- de ^{12}N et ^{12}C sont données dans la référence [62].

Ce modèle a été utilisé pour interpréter la diffusion inélastique d'électrons sur les niveaux de 15,1 MeV (1^+) et 16,1 MeV (2^+) observés dans le ^{12}C [66-67-68]. Le niveau 1^+ (15,1 MeV) est décrit par une configuration prépondérante $(1p3/2^-, 1p1/2)$ et la forme de la distribution $|F(q)|^2$ est en accord avec celle obtenue expérimentalement. Les sections efficaces de transition calculées sont trop importantes d'un facteur 4. De même, la valeur de la probabilité de transition magnétique, B(M1) expérimentale est de l'ordre de 1,2 (μ^2_N) alors que le modèle prévoit une valeur environ trois fois trop grande. Ce désaccord est probablement dû aux hypothèses faites dans ce modèle qui suppose que le ^{12}C est un noyau sphérique. Le poids des configurations à 2 trous-2 particules et plus, dans le cas d'un calcul sur une base déformée, aurait pour conséquence de diminuer l'importance des configurations un trou-une particule.

Pour le niveau 2^+ à 16,1 MeV, les conclusions [66] sont identiques: le modèle surestime la transition d'un facteur 3 à 4 dans le cas de la diffusion inélastique d'électrons.

La valeur de la probabilité de transition électrique B(E2) déduite de l'expérience de Proca [67] et compatible avec les valeurs trouvées dans la littérature est :

$$B(E2) = 0,95 \pm 0,24 \; e^2fm^4$$

Le calcul effectué en utilisant le modèle de Gillet et Vinh-Mau donne :

$$B(E2) = 4,06 \; e^2fm^4$$

On retrouve, là encore, une valeur théorique trop grande d'un facteur 4.

2. *Le modèle de Cohen et Kurath.*

Présentation du modèle [69].

Les fonctions d'onde sont obtenues pour les noyaux de la couche 1p. Les hypothèses faites sont les suivantes :

- le modèle en couches est utilisé avec un puits central. Cela suppose que les nucléons sont considérés comme des particules indépendantes se déplaçant dans un champ moyen central.

- les interactions résiduelles entre nucléons sont supposées être uniquement des interactions à deux corps.

- l'espace de configurations est réduit à la couche 1p uniquement.

Les éléments de matrice de l'interaction et les énergies de particules 1p3/2 et 1p1/2 sont déterminés de façon à reproduire les énergies d'un certain nombre de niveaux dont la nature 1p est très probable. Cette interaction permet de calculer le spectre complet des configurations 1p et de retrouver les niveaux d'énergie expérimentaux. Ce modèle rend compte d'un certain nombre d'observables tels les facteurs spectroscopiques [71] et les probabilités de transition réduites B(M1).

L'utilisation de ce modèle.

A partir des éléments de matrice à deux corps et des énergies à une particule, la diagonalisation de la matrice hamiltonienne dans l'espace 1p donne les fonctions d'onde des différents niveaux, les propriétés des noyaux considérés étant déterminées par le nombre de nucléons actifs (en dehors du coeur $1s^4$) et d'orbites disponibles.

French et al. ont développé [70], dans le cadre de la seconde quantification, un formalisme permettant d'exprimer les expressions apparaissant dans les calculs de modèle en couches et les éléments de matrice d'opérateurs à un et deux corps à partir des opérateurs de création et d'annihilation de particules (A et B).

Le programme utilisé pour ces calculs est celui de Wong et al. décrit dans la référence [70]. Il fournit les éléments de matrice suivants, représentant les densités de transition à un corps :

$$\langle J_t T_f \| [A^{j\tau} \times B^{j'\tau'}]^{JT} \| J_i T_i \rangle \qquad (30)$$

$|J_f T_f\rangle$ et $|J_i T_i\rangle$ représentent les états final et initial.
Pour la couche 1p, on peut avoir :

$$j = 1/2 \text{ ou } 3/2 \qquad \tau = \tau' = 1/2$$
$$j' = 1/2 \text{ ou } 3/2$$

$A^{j\tau}$ crée une particule dans l'orbite $(j\tau)$, $B^{j'\tau'}$ la détruit dans l'orbite $(j'\tau')$. Ces opérateurs sont reliés aux opérateurs habituels $a^{+j\tau}_{m\mu}$ et $a^{j\tau}_{m\mu}$ par les relations :

$$A^{j\tau}_{m\mu} = a^{+j\tau}_{m\mu}$$
$$B^{j\tau}_{m\mu} = (-1)^{j+\tau+m+\mu}\, a^{j\tau}_{-m\,-\mu} \qquad (31)$$

Nous allons montrer comment le calcul de ces quantités permet d'utiliser le formalisme habituel d'un modèle trou-particule et d'obtenir pour chaque moment transféré J, les quantités $Z_{jj'}$ à introduire dans le programme DWBA 70 (calcul des expressions (5)(6)(7)).

Dans le formalisme de la seconde quantification, l'interaction V à un corps pour la cible s'écrit par un développement sur les opérateurs de création et d'annihilation des états α, β du modèle en couches :

$$V = \sum_{\alpha\beta} \langle\alpha|V|\beta\rangle \quad a_\alpha^+ \quad a_\beta \tag{32}$$

Les états α et β sont caractérisés par les nombres quantiques (jτmμ). A l'aide des relations (31) et de l'algèbre des tenseurs, on a :

$$a_\alpha^+ a_\beta = \sum_{JM} \left\{ \langle j_\alpha \; m_\alpha \; j_\beta - m_\beta | JM \rangle \cdot \langle \tau_\alpha \; \mu_\alpha \; \tau_\beta - \mu_\beta | T\mu \rangle \cdot (-1)^{j_\beta - m_\beta + \tau_\beta - \mu_\beta} \right.$$

$$\left. \times \left[A_\alpha \times B_\beta \right]_{T\mu}^{JM} \right\} \tag{33}$$

L'expression à calculer dans le facteur de forme de la DWBA est :

$$F = \langle J_f \; T_f \; M_f \; \mu_f | V | J_i \; T_i \; M_i \; \mu_i \rangle = \sum_{\alpha\beta} Z_{j_\alpha j_\beta}$$

$$F = \sum_{\alpha\beta JM} \left\{ \langle\alpha|V|\beta\rangle \cdot \langle j_\alpha \; m_\alpha \; j_\beta - m_\beta | JM \rangle \langle \tau_\alpha \; \mu_\alpha \; \tau_\beta \; \mu_\beta | T\mu \rangle \cdot (-1)^{j_\beta - m_\beta + \tau_\beta - \mu_\beta} \right.$$

$$\left. \times \langle J_f \; T_f \; M_f \; \mu_f | \left[A_\alpha \times B_\beta \right]_{T\mu}^{JM} | J_i \; T_i \; M_i \; \mu_i \rangle \right\}$$

En réduisant en J et T :

$$F = \sum_{\alpha\beta JM} \left\{ -(1)^{j_\beta - m_\beta + \tau_\beta - \mu_\beta} \cdot \langle\alpha|V|\beta\rangle \cdot \langle j_\alpha \; m_\alpha \; j_\beta - m_\beta | JM \rangle \cdot \langle \tau_\alpha \; \mu_\alpha \; \tau_\beta - \mu_\beta | T\mu \rangle \right.$$

$$\left. \times \frac{(-1)^{2J}}{\sqrt{2J_F+1}\sqrt{2T_F+1}} \cdot \langle J_i \; J \; M_i \; M | J_f \; M_f \rangle \langle T_i \; T \; \mu_i \; \mu | T_f \; \mu_f \rangle \times \langle J_f \; T_f \| \left[A_\alpha \times B_\beta \right]^{JT} \| J_i \; T_i \rangle \right\} \tag{34}$$

D'autre part dans le formalisme trou-particule on a :

$$|J_f \; M_f \; T_f \; \mu_f\rangle = \sum_{\alpha\beta} \chi_{\alpha\beta} \times (-1)^{j_\beta + \frac{1}{2}} \sum_{\substack{\mu_\alpha \; \mu_\beta \\ m_\alpha \; m_\beta}} \left\{ (-1)^{\tau_\beta - \mu_\beta + j_\beta - m_\beta} \cdot \langle j_\alpha \; m_\alpha \; j_\beta - m_\beta | J_f \; M_f \rangle \right.$$

$$\left. \times \langle \tau_\alpha \; \mu_\alpha \; \tau_\beta - \mu_\beta | T_f \; \mu_f \rangle \; a_\alpha^+ \; a_\beta | 0 \rangle \right\} \tag{35}$$

$|0\rangle$ est la représentation de l'état initial, $\chi_{\alpha\beta}$ est le poids de la configuration $(\alpha\beta)$.

Dans ce formalisme, F s'écrit :

$$F = \sum_{\alpha\beta} \chi_{\alpha\beta} (-1)^{j_\beta + \frac{1}{2}} \sum_{\substack{m_\alpha m_\beta \\ \mu_\alpha \mu_\beta}} (-1)^{\tau_\beta - \mu_\beta + j_\beta - m_\beta} \langle j_\alpha\, m_\alpha\, j_\beta - m_\beta | JM\rangle \times \langle \tau_\alpha\, \mu_\alpha\, \tau_\beta\, \mu_\beta | T\mu\rangle \langle\alpha|V|\beta\rangle$$

$$= \sum_{\alpha\beta} Z_{j_\alpha j_\beta} \qquad (36)$$

En identifiant (34) et (36), on obtient :

$$\chi_{\alpha\beta} = \frac{(-1)^{j_\beta + \frac{1}{2}}}{\sqrt{(2J_F+1)(2T_f+1)}} \langle J_i\, J\, M_i\, M | J_f\, M_f\rangle \langle T_i\, T\, \mu_i\, \mu | T_f\, \mu_f\rangle \times \langle J_f\, T_f \| [A_\alpha \times B_\beta]^{JT} \| J_i\, T_i\rangle \qquad (37)$$

En tenant compte de la sommation sur les projections M_f du moment angulaire total J_f, on arrive à la relation :

$$\chi_{\alpha\beta} = \frac{(-1)^{j_\beta + \frac{1}{2}}}{\sqrt{(2J_i+1)}\sqrt{2T_f+1}} \langle T_i\, T\, \mu_i\, \mu | T_f\, \mu_f\rangle \times \langle J_f\, T_f \| \left[A_\alpha \times B_\beta\right]^{JT} \| J_i\, T_i\rangle \qquad (38)$$

Cette relation donne les poids $\chi_{\alpha\beta}$ à introduire dans le programme DWBA 70 pour un transfert J donné. Les différentes valeurs de $\langle J_f\, T_f \| \left[A_\alpha \times B_\beta\right]^{JT} \| J_i\, T_i\rangle$ calculées par le programme de Wong et al. sont données dans l'appendice II pour les noyaux étudiés.

Résultats obtenus avec ce modèle pour quelques observables.

Les probabilités de transition M1 déduites des expériences sont bien reproduites par ce modèle [69] ainsi que les probabilités de décroissance β .

Ce modèle utilisé dans l'analyse de la diffusion inélastique d'électrons sur les niveaux excités à 15,1 MeV et 16,1 MeV du ^{12}C permet de rendre compte des valeurs du facteur de forme $|F(q)|^2$ expérimentales alors que le modèle de Gillet et Vinh-Mau surestime, nous l'avons vu, ces transitions d'un facteur 4.

Nous avons comparé ce que donnent ces deux modèles pour les réactions $^{12}C(^3He,t)^{12}N$ (1^+) et $^{12}C(^3He,t)^{12}N$ (2^+). Les formes des distributions angulaires obtenues sont identiques et on observe aussi

un facteur 4 entre les valeurs des sections efficaces calculées dans chaque cas.

On peut, d'autre part, se demander s'il n'est pas nécessaire de re-normaliser le modèle de Cohen et Kurath, puisqu'il ne tient pas compte des excitations hors de la couche 1p. Or on trouve [72] que dans une couche donnée la charge effective isoscalaire pour les protons et les neutrons est telle que :

$$e_p = e_n = 0,5$$

Ceci peut être vérifié sur la transition $^{12}C(^3He,^3He')^{12}C^*$ (4,4 MeV, T = 0). Lorsqu'on utilise les fonctions d'onde de Cohen et Kurath, une charge effective $\chi = 1 + e_p + e_n$ égale à 2 est nécessaire pour rendre compte des valeurs des sections efficaces expérimentales. La charge effective isovectorielle, $\chi_V = 1 + e_p - e_n$ est alors égale à l'unité.

On peut donc penser que le modèle de Cohen et Kurath est suffisant pour décrire les réactions où T = 1 et où seule χ_V intervient. Pour des raisons de simplicité d'utilisation, les calculs sur le ^{12}C sont toutefois effectués avec le modèle de Gillet et Vinh-Mau dans la suite de ce travail.

E. Les résultats du calcul et la confrontation avec les résultats expérimentaux.

1. *Influence des différents paramètres sur le résultat du calcul.*

- Influence des voies optiques.

La figure 19 présente les distributions angulaires obtenues pour la réaction $^{12}C(^3He,t)^{12}N$ (1^+, g.s.) lorsque le potentiel de la voie d'entrée est défini dans le tableau 4 , et celui de la voie de sortie est, soit le même que dans la voie d'entrée (calcul (1)), soit celui tiré de la dépendance en isospin du potentiel ^3He + noyau (calcul (2)).

L'interaction complète comportant un terme direct,d'échange et tenseur est utilisée. Les fonctions d'onde sont celles de Gillet et Vinh-Mau.

Ces deux calculs correspondent à une variation de 10% de la profondeur réelle du potentiel optique et de 25% de sa partie imaginaire. Les sections efficaces varient de moins de 20% entre les deux analyses. Cette conclusion est compatible avec celle faite à basse énergie où il était remarqué [73] que les sections efficaces sont peu sensibles aux variations des paramètres optiques. Elle justifie a posteriori que l'on n'ait pas besoin de déterminer plus précisément le terme dépendant de l'isospin du potentiel optique qui est faible par rapport à la partie centrale (paragraphe B).

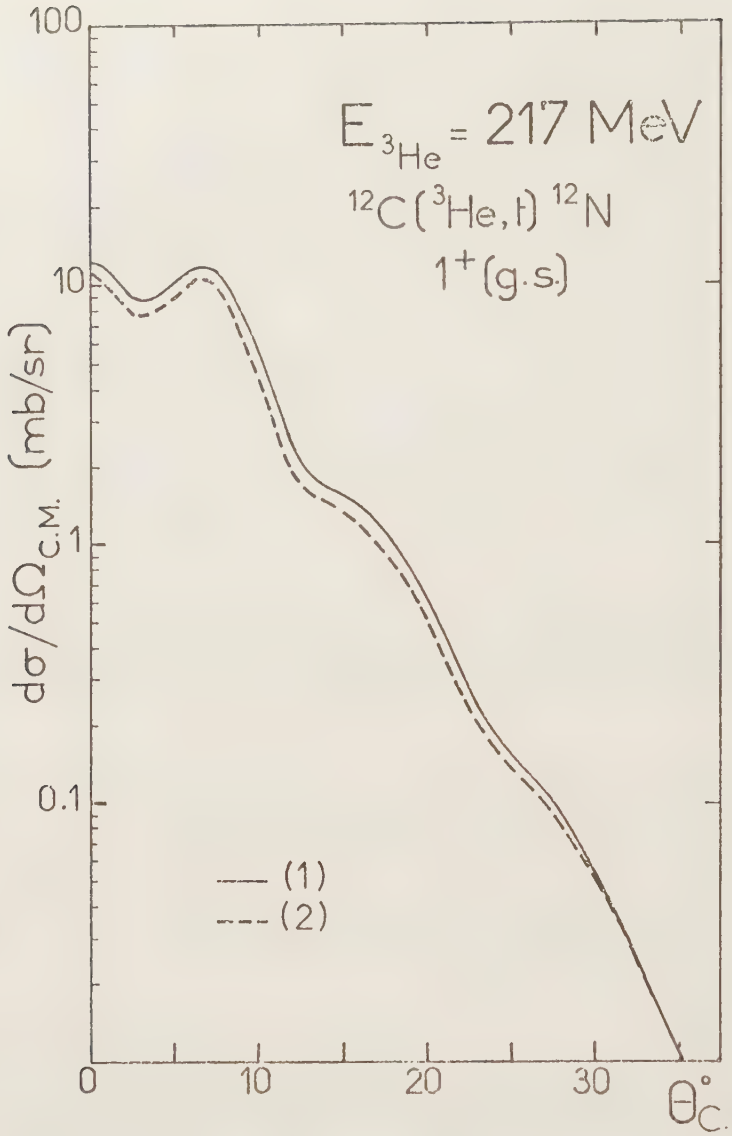


Figure 19. Influence des paramètres optiques sur le calcul des distributions angulaires (^{3}He,t). Les courbes (1) et (2) correspondent respectivement aux potentiels (1) et (2) de la voie de sortie dans le tableau 4.

- Influence des différents termes de l'interaction.

Les différents résultats du calcul sont présentés sur les figures 20 a et b pour les réactions (^{3}He,t) sur ^{12}C excitant les niveaux 1^+, T=1 (fondamental), 2^+, T=1 (0,97 MeV) et 2^-, T=1 (3,55 MeV) de ^{12}N. Les potentiels optiques sont définis dans le tableau 4 (pot. (2) pour la voie de sortie).

Lorsqu'on ajoute à l'interaction centrale réelle (U_R = 0,5), la partie imaginaire (U_I = 0,27) précédemment définie, les sections efficaces sont multipliées par un facteur 1,3 mais les formes des distributions angulaires ne sont pas affectées. Ceci est dû au fait que les facteurs de forme réel et imaginaire sont proportionnels.

A basse énergie, l'addition d'un facteur de forme imaginaire le plus souvent macroscopique (dérivée radiale de la densité nucléaire) améliore légèrement l'accord en forme des distributions angulaires expérimentale et théorique, et rend mieux compte de la valeur absolue des sections efficaces. Ceci est observé en (p,p') [54-74], en (p,n) [75], en

(^{3}He,^{3}He') [52] et en (^{3}He,t) [76]. Dans ce dernier cas, Fadner et al. observent que le rapport V_J/V_o varie moins vite en fonction de J, mais que la forme des distributions angulaires est conservée. Ceci est donc en accord avec nos conclusions à 217 MeV.

L'adjonction d'un terme d'échange (tableau 7) complexe et pondéré par U_R et U_I augmente les sections efficaces (^{3}He,t) d'un facteur 1,7 à 1,8 sans changer la forme de la distribution angulaire : le même calcul effectué avec un terme réel seul donne un rapport R = 1,45 entre les sections efficaces calculées avec et sans échange. Cette valeur peut alors être comparée aux résultats trouvés à basse énergie [15] pour divers niveaux 2^+ : entre 18 MeV et 75 MeV ce rapport R est variable entre 1,6 et 1,4. En (^{3}He,^{3}He') et (α,α'), il est toujours compris entre 1,3 et 2 [77-78]. A 217 MeV, il vaut 1,4 en réaction (^{3}He,^{3}He') lorsque l'interaction est complexe [79]. Malgré la diversité des analyses faites qui ne permet pas une comparaison précise (interactions de portées parfois différentes) on peut noter la faible dépendance de ce rapport en fonction de l'énergie incidente dans le cas de réactions nucléaires avec des particules composites. Ceci n'est pas le cas en diffusion (p,p') [40].

Lorsqu'on ajoute l'interaction tenseur, (figure 20), on améliore sensiblement l'accord entre la forme de la courbe théorique et la distribution angulaire expérimentale pour les niveaux de parité non naturelle tels les niveaux 1^+ et 2^- comme cela avait été observé à basse énergie [5-16]. La contribution du terme tenseur à la section efficace est du même ordre de grandeur que celle de l'interaction centrale et les courbes obtenues sont décalées l'une par rapport à l'autre.

Nous avons vérifié que les valeurs de sections efficaces sont très sensibles à la portée du terme tenseur en faisant varier celle-ci : pour μ_T = 1,4 fm on obtient à $5^\circ_{C.M}$ de l'ordre de 1000 mb/sr. Ceci nous permet d'affirmer que le choix que nous avons fait d'une portée de 0,9 fm utilisée aussi à basse énergie est réaliste compte tenu du bon accord obtenu dans ce cas avec les points expérimentaux.

Les sections efficaces pour le niveau 2^+ augmentent seulement d'un facteur 2 lorsqu'on passe de μ_T = 0,9 fm à μ_T = 1,4 fm. La forme des distributions angulaires est conservée.

Sur la figure 20b, on peut voir l'effet obtenu en ajoutant un terme spin-orbite de profondeur 1 MeV et de portée 1 fm. La forme des distributions angulaires calculées est peu affectée : pour le niveau 2^+, le fait d'ajouter un terme de courte portée donne une forme plus plate aux angles avant.

Nous avons fait varier la profondeur de ce terme de 1 à 5 MeV et la portée de 0,7 à 1 fm. Dans tous les cas, on n'observe pas d'effet notable sur les formes des distributions angulaires. Dans toute l'étude présentée ultérieurement, nous avons donc négligé ce terme dont on peut estimer que l'influence sera faible par rapport à celle des autres termes pour les deux raisons suivantes :

- sa portée est faible,

Figure 20 a et b. Résultats expérimentaux de réaction $^{12}C(^3He,t)^{12}N$ sur les niveaux 1^+, 2^+ et 2^- de ^{12}N.
Influence des différents termes de l'interaction effective sur les distributions angulaires. Sont successivement ajoutés dans le calcul :
- un terme central réel (courbe pointillée)
- un terme imaginaire (trait-point)
- un terme d'échange (tirets)
- une interaction tenseur (trait plein).

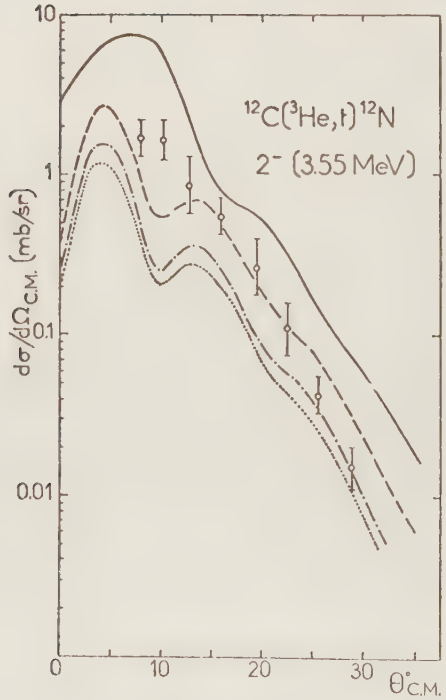


Figure 20 c. Calcul comprenant une interaction spin-orbite ajoutée à l'interaction complète de la figure 20 a.

- la convolution diminue son influence d'un facteur 3 par rapport au terme $(\vec{\tau}_3 . \vec{\tau}_K)$.

2. *Etude des deux réactions $^{12}C(^3He,t)^{12}N^*$ et $^{12}C(^3He,^3He')^{12}C^*$. sur les niveaux analogues.*

Les résultats des calculs, ainsi que les points expérimentaux, sont présentés sur les figures 20, 21 et 23.

- Etude de la réaction $^{12}C(^3He,t)^{12}N^*$.

Les distributions angulaires expérimentale et théorique sont peu structurées. La forme des distributions expérimentales est bien rendue pour les niveaux 1^+ et 2^- de parité non naturelle lorsque l'interaction contient un terme tenseur. Toutefois le calcul surestime les sections efficaces d'un facteur 2 aux angles moyens. Ceci est dû au modèle de Gillet et Vinh-Mau qui donne une transition trop forte pour ces niveaux comme cela a été vu pour le facteur de forme $|F(q)|^2$ en diffusion d'électrons. Un calcul identique effectué avec le modèle de Cohen et Kurath sous-estime la transition d'un facteur 2 à 2,5. L'accord entre la courbe théorique et les points expérimentaux est mauvais aux angles avant pour le niveau 2^+. Lorsqu'on utilise une interaction centrale, les sections efficaces calculées sont 10 fois trop faibles aux angles moyens

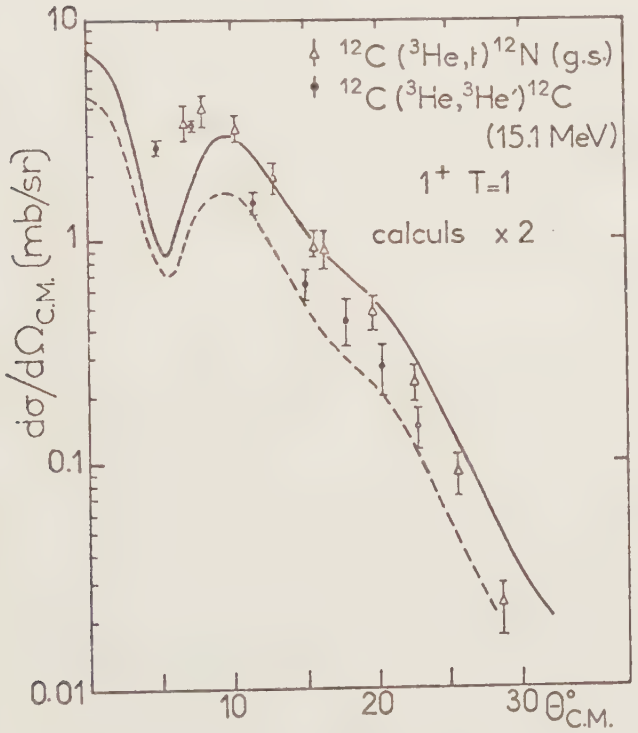


Figure 21. Points expérimentaux pour les réactions ($^3He,^3He'$) excitant le niveau 1^+ de ^{12}C, et les réactions (^3He,t) excitant le niveau 1^+ de ^{12}N. Le calcul est fait dans les deux cas avec une interaction centrale.

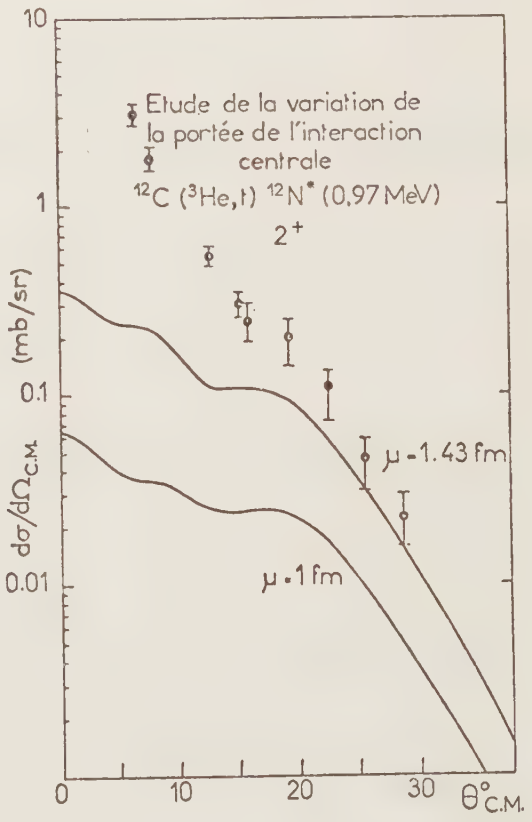


Figure 22.

alors que le désaccord est seulement d'un facteur 2 pour le niveau 1^+. L'introduction d'un terme d'échange réduit l'écart de 10 à 4.

Lorsqu'on ajoute la force tenseur, les points expérimentaux sont sur la courbe théorique aux angles supérieurs à $15^\circ_{C.M}$. Par contre, l'accord est toujours mauvais aux angles avant.

Dans le but de voir si la distribution angulaire, pour ce niveau, est sensible à la portée de l'interaction centrale, nous avons fait varier celle-ci : la figure 22 présente les résultats du calcul effectué, soit avec l'interaction de forme Yukawa de portée 1,4 fm (tableau 4), soit une force de portée de 1 fm. On peut voir qu'il faudrait augmenter considérablement la portée centrale pour reproduire la remontée des points expérimentaux aux petits angles. Nous n'avons pas continué cet essai, cette hypothèse étant très peu physique. Là encore une portée de 1,4 fm, de l'ordre de celles utilisées à basse énergie, est donc réaliste. Il subsiste donc que la description en DWBA microscopique ne suffit pas pour rendre compte de la transition $0^+ \rightarrow 2^+$ pour cette réaction.

Comparaison $^{12}C(^3He,t)^{12}N^*$ et $^{12}C(^3He,^3He')^{12}C^*$.

Les distributions angulaires des réactions $^{12}C(^3He,t)^{12}N$ et $^{12}C(^3He,^3He')^{12}C^*$ sur les niveaux analogues du ^{12}C et de ^{12}N sont comparées sur les figures 21 et 23.

Le calcul dans le cadre de la DWBA classique prévoit [10], si l'on suppose l'indépendance de charge des fonctions nucléaires, le rapport R suivant entre les deux réactions sur des états analogues :

$$R = \frac{d\sigma/d\Omega\ (^3He,t)}{d\sigma/d\Omega\ (^3He,^3He')} \approx 2$$

Cette expression tient compte d'un facteur cinématique (voisin de 1) entre les deux réactions et d'un couplage d'isospin différent dans les deux cas. Elle ignore les différences entre les voies optiques. Sur la figure 21, on peut constater pour les niveaux 1^+ analogues que les formes angulaires expérimentales sont similaires et que le rapport R est assez bien restitué aux angles supérieurs à 7°. L'accord est moins bon pour $\theta_{C.M} \leq 7^\circ$. L'analyse expérimentale étant difficile pour la réaction de diffusion inélastique d'^3He, on peut probablement attribuer ce fait à des incertitudes expérimentales (contribution des niveaux T=0).

A 50 MeV, Ball et Cerny [10] observent un rapport R plus faible que la valeur attendue. La même constatation est faite à propos des réactions $^6Li(^3He,^3He')^6Li^*$ et $^6Li(^3He,t)^6Be$ à 24,6 MeV et 27 MeV où Givens [80] trouve R = 1,6 aux angles moyens et R = 0,74 aux angles avant. Dans ce cas, cet effet est attribué à une violation possible de l'hypothèse d'indépendance de charge. La précision de nos mesures n'est pas suffisante pour conclure en ce sens. Les courbes théoriques de la figure 21 correspondent à un calcul effectué avec l'interaction centrale uniquement, pour les deux réactions considérées. Pour les angles supérieurs à 5°, le rapport R est bien rendu.

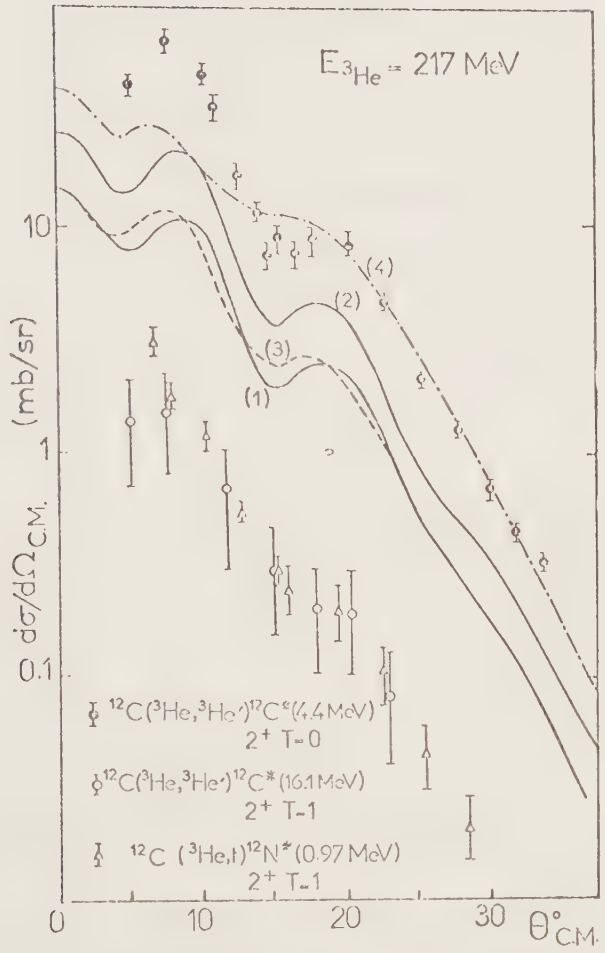


Figure 23. Points expérimentaux en (^{3}He,t) et (^{3}He,^{3}He') pour différents niveaux 2^+, T=0 et T=1.
Le calcul est présenté pour le niveau 2^+ T=0 (voir texte).

Sur la figure 23 les résultats expérimentaux des réactions suivantes sont présentés :

- $^{12}C(^3He,t)^{12}N^*$ (0,97 MeV, 2^+, T = 1)

- $^{12}C(^3He,^3He')^{12}C^*$ (16,1 MeV, 2^+, T=1)

Rappelons que ces résultats sont normalisés sur les précédents.

- $^{12}C(^3He,^3He')^{12}C^*$ (4,4 MeV, 2^+, T=0)

Les formes des distributions angulaires sont semblables dans le cas des deux premières réactions où les niveaux atteints sont analogues dans ^{12}C et ^{12}N. Elles sont peu différentes de celle obtenue dans le cas de la diffusion inélastique sur le niveau 2^+ à 4,4 MeV d'excitation dans le ^{12}C.

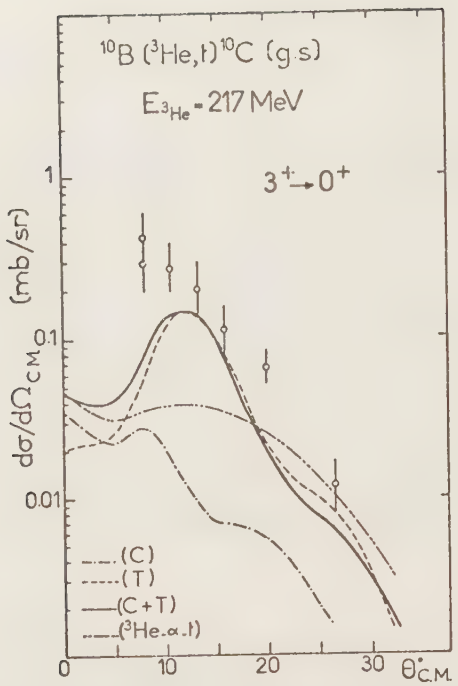
Le calcul effectué pour ce dernier niveau, avec une interaction centrale (courbe 2) donne des résultats en accord satisfaisant avec les points expérimentaux. Le facteur de normalisation de l'ordre de 2 qui manque peut être attribué à l'insuffisance du modèle de Gillet pour ce niveau très collectif. Ceci avait déjà été observé en diffusion inélastique de particules α [57]. Le désaccord observé entre la forme de la courbe théorique et les résultats expérimentaux dans le cas de la réaction $^{12}C(^3He,t)^{12}N^*$ (2^+) ne se retrouve donc pas dans le cas de la diffusion inélastique sur le niveau 2^+ T=0 du ^{12}C.

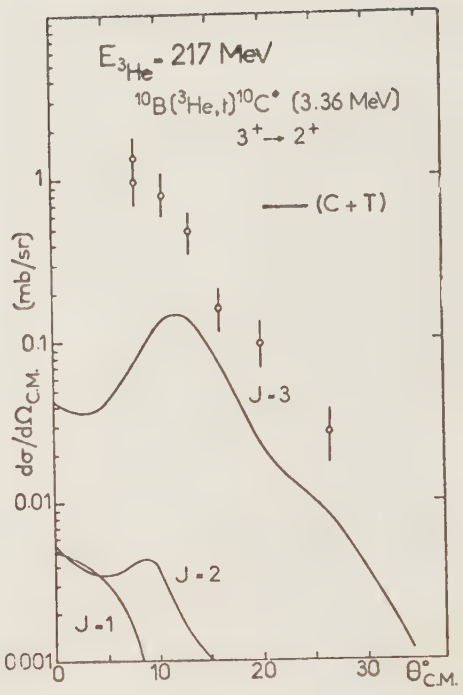
3. *Etude de la réaction* $^{10}B(^3He,t)^{10}C$.

Les résultats expérimentaux et les calculs correspondants sont présentés sur la figure 24, pour les premiers niveaux 0^+, 2^+. Les fonctions d'onde utilisées sont celles de Cohen et Kurath ; le paramètre de l'oscillateur harmonique est égal à 1,64 fm. Les paramètres optiques sont ceux définis précédemment (tableau 4).

Niveau 0^+

Le seul transfert de moment possible est L = 2, J = 3 (L = 4 est interdit par le fait que le modèle de Cohen et Kurath n'autorise que les transitions dans la couche 1p. On a donc L ≤ 2). Les résultats d'un calcul avec une interaction centrale, tenseur ou centrale + tenseur





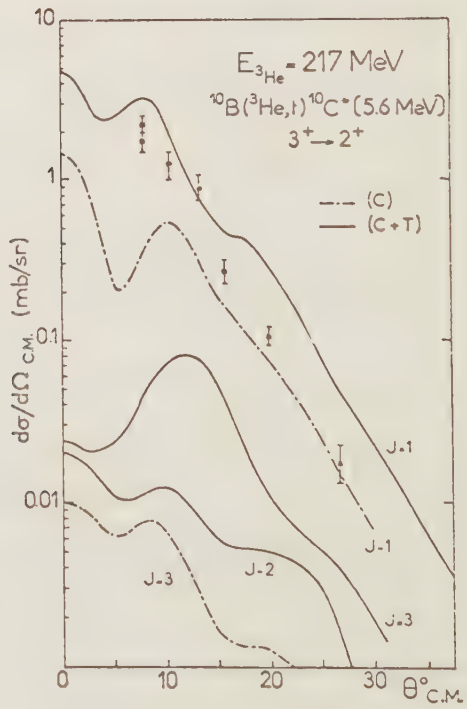


Figure 24. Résultats expérimentaux obtenus pour la réaction $^{10}B(^3He,t)^{10}C$. Les courbes (C) correspondent à un calcul avec interaction centrale, (T) à un calcul avec interaction tenseur, les courbes (C+T) correspondent à un calcul avec interaction centrale + tenseur.
La courbe libellée (^{3}He-α-t) correspond à un calcul du processus en deux étapes (paragraphe II).

sont présentés. On constate que la contribution du terme tenseur est prépondérante. Ce n'est pas surprenant si l'on considère qu'il s'agit d'une transition de parité non naturelle où le moment transféré J est important. La forme de la distribution angulaire lorsque l'interaction complète est utilisée est assez bien rendue. La courbe théorique sous-estime les sections efficaces d'un facteur 1,5. Le terme tenseur est trop faible,d'environ un facteur 1,25 ,pour rendre compte des résultats expérimentaux.

A 30 MeV et 50 MeV, Batty et Clough [8] ont étudié la réaction $^{10}B(p,n)^{10}C$, et obtiennent sur ce niveau un bon accord entre les points expérimentaux et le calcul avec une interaction centrale. Les distributions angulaires expérimentale et théorique sont, à ces énergies, sans structure ; l'effet du terme tenseur ne peut donc pas être déterminé s'il change uniquement la normalisation des courbes calculées : il est impossible à distinguer du terme central.

Excitation des niveaux 2^+ à 3,36 MeV et 5,2 MeV.

La transition $3^+ \rightarrow 2^+$ s'effectue avec les transferts de moment suivants :

$J = 3$; $L = 2$

$J = 2$; $L = 2$

$J = 1$; $L = 0$ ou 2

Ces valeurs sont déterminées par les règles de sélection et en considérant que le modèle de Cohen et Kurath utilisé restreint l'espace de configurations aux orbitales 1p3/2 et 1p1/2.

La transition est nettement dominée par le transfert J=3, L=2 dans le cas du niveau excité à 3,36 MeV. La forme de la distribution angulaire expérimentale est identique à celle obtenue pour le niveau 0^+ et comme pour ce niveau, l'interaction tenseur est prépondérante. Dans les deux cas, le calcul sous-estime les transitions. Ceci confirme le fait que l'interaction tenseur est trop faible, ce que nous avons déjà constaté sur le ^{12}C : lorsqu'on utilise pour ce dernier noyau les fonctions d'onde de Cohen et Kurath (qui décrivent, correctement, les niveaux 1^+ et 2^+ considérés) les sections efficaces calculées sont trop faibles d'un facteur 2.

Les résultats obtenus sur ^{10}B sont très différents de ceux obtenus en réaction (p,n) à 30 MeV où les contributions des facteurs de forme correspondants à L=0 et L=2 sont également importantes pour rendre compte de la distribution expérimentale. A 50 MeV, le transfert $L = 0$ domine la réaction pour les angles inférieurs à $15^\circ_{C.M}$.

Dans le cas du niveau 2^+ à 5,6 MeV, le moment transféré le plus important dans la transition est $L = 0$ (J=1). Le calcul est présenté avec une interaction centrale et centrale + tenseur. La situation est analogue à celle obtenue pour le niveau 1^+ du ^{12}C. L'introduction d'un terme tenseur a pour effet d'augmenter les valeurs de sections efficaces d'un facteur 2,5 à 3, rendant ainsi compte des distributions angulaires expérimentales aux petits angles. Aux angles moyens, l'accord n'est pas très bon. A 30 et 50 MeV, la forme de la distribution angulaire correspond aussi à $L = 0$ (J=1) et l'accord entre les résultats du calcul et les points expérimentaux est correct jusqu'à $\theta_{C.M} \approx 70^\circ$.

4. *Etude des réactions $^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B$ et $^{9}Be(^{3}He,^{3}He')^{9}Be$ sur les niveaux analogues.*

Les points expérimentaux et les résultats du calcul sont présentés sur les figures 26 et 27 pour les niveaux $3/2^-$ (g.s.) et $5/2^-$ (2,33 MeV) du ^{9}B. La figure 25 montre les distributions angulaires

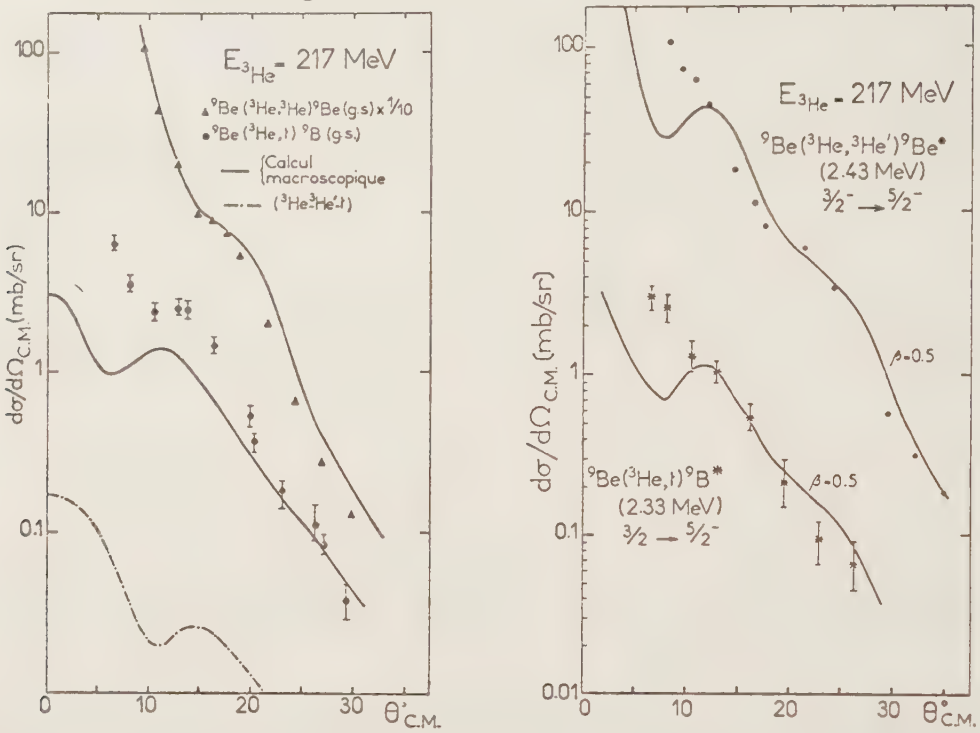


Figure 25. Résultats expérimentaux obtenus pour les réactions $^{9}Be(^{3}He,^{3}He')^{9}Be$ et $^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B$ sur des niveaux analogues.
Les courbes correspondent au calcul macroscopique décrit au paragraphe F sauf celle en trait-point qui correspond à un calcul en deux étapes décrit en II.4.

comparées des réactions $(^{3}He,t)$ et $(^{3}He,^{3}He')$ sur les niveaux analogues $3/2^-$ (g.s.) et $5/2^-$ (2,43 MeV) du ^{9}Be.

On peut noter la similitude de forme des distributions angulaires expérimentales pour ces deux types de réactions. Dans le cas des réactions $(^{3}He,t)$, on a T=1 et l'intensité de la force qui contribue à la section efficace est : V_τ = 2,5 MeV (formule (14)). Dans le cas de la diffusion inélastique, V_τ T=0 et T=1 sont permis et le terme V_o=22,5 MeV domine la réaction. Si l'on suppose un mécanisme direct pour les deux réactions, le rapport des sections efficaces doit être (voir formules (1) et (5)) de l'ordre de $2(V_\tau/V_o)^2$ (le facteur 2 décrit les couplages d'isospin différents), soit un rapport de 1/40. Or pour les transitions $3/2^- \rightarrow 5/2^-$, le rapport mesuré à 12,5° est bien 1/40. Ceci suppose que V_o et V_τ sont normalisés par les mêmes valeurs de U_R et U_I, ce que nous avons choisi de faire.

Dans la diffusion élastique ^{9}Be $(3/2^-)$ $(^{3}He,^{3}He)$ ^{9}Be $(3/2^-)$ le terme coulombien très important à l'avant, qui ne contribue pas à la réaction analogue $(^{3}He,t)$, rend la comparaison difficile. A 25° C.M, si

l'on suppose que la diffusion coulombienne est négligeable, le rapport obtenu est de 1/50. Cette constatation implique que les processus complexes,que l'on ne décrit pas explicitement,sont du même ordre de grandeur pour ces deux réactions, et justifie a posteriori le choix que nous avons fait de re-normaliser tous les termes de l'interaction par les mêmes valeurs de U_R et U_I (dans ce cas, le rapport des sections efficaces n'en dépend pas).

Etude de la transition $3/2^- \rightarrow 3/2^-$ en (^{3}He,t).

On peut constater sur la figure 26 que la réaction est dominée par le transfert L=0 (J=0 ou 1) pour les angles $\theta_{C.M.} \leq 12°$ alors que le terme correspondant à L=2 devient aussi important lorsque $\theta_{C.M} \geq 12°$.

La courbe obtenue en sommant les sections efficaces correspondant aux différents transferts reproduit correctement la pente de la distribution angulaire expérimentale mais ne présente pas d'oscillations vers $12°_{C.M}$. L'introduction d'un terme tenseur donne un point d'inflexion peu marqué et dont l'effet est insuffisant entre 5° et 8°. A 50 MeV, pour la réaction (p,n), l'accord entre les résultats du calcul de Clough et Batty et les points expérimentaux est très bon et la valeur de la force utilisée est voisine de celles utilisées dans des analyses de réactions (^{3}He,t) sur ^{11}B ou ^{6}Li.

Etude de la transition $3/2^- \rightarrow 5/2^-$ (2,33 MeV).

La figure 27 a et b montre les résultats d'un calcul effectué avec une interaction centrale ou centrale + tenseur pour les différents transferts J possibles. Le transfert L=0 (J=1) domine la réaction. Le terme tenseur accroît les sections efficaces d'un facteur 1,3. La courbe théorique est au-dessous des résultats expérimentaux (facteur 30%), ce qui confirmerait encore que le terme tenseur est trop faible. La pente des distributions angulaires est très bien reproduite.

Nous n'avons donc pas rencontré pour ce niveau à 2,33 MeV les mêmes problèmes que Clough et Batty dont le calcul sous-estime les sections efficaces d'un facteur 5. Ce désaccord est attribué à la proximité d'un niveau $1/2^-$ non résolu expérimentalement à cause de la résolution en énergie médiocre. On peut aussi l'imputer au fait que l'analyse faite à 30 et 50 MeV n'inclut pas de terme tenseur.

A 217 MeV, nous n'avons pas mis en évidence de niveau $1/2^-$ proche du niveau $5/2^-$.

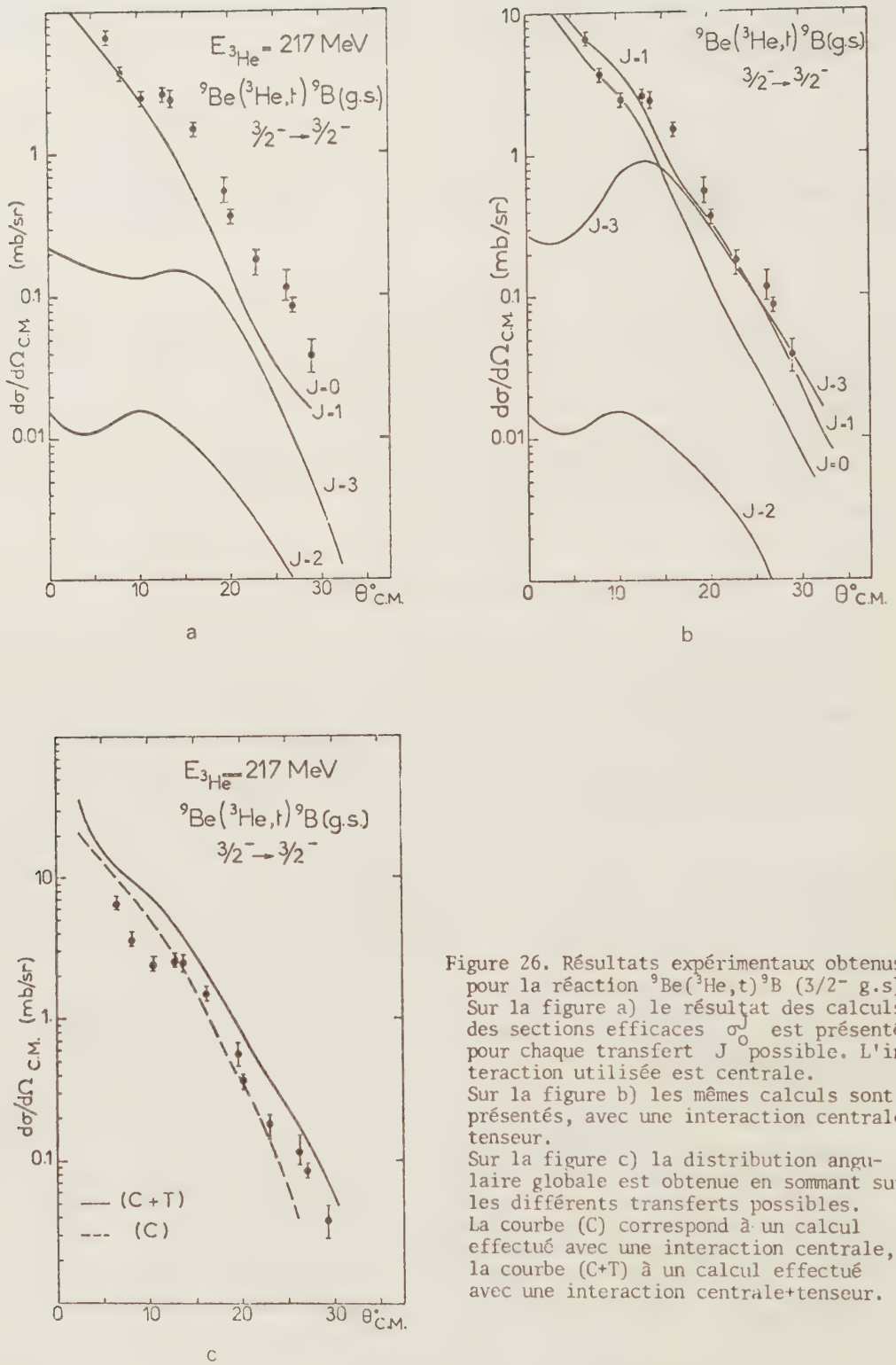
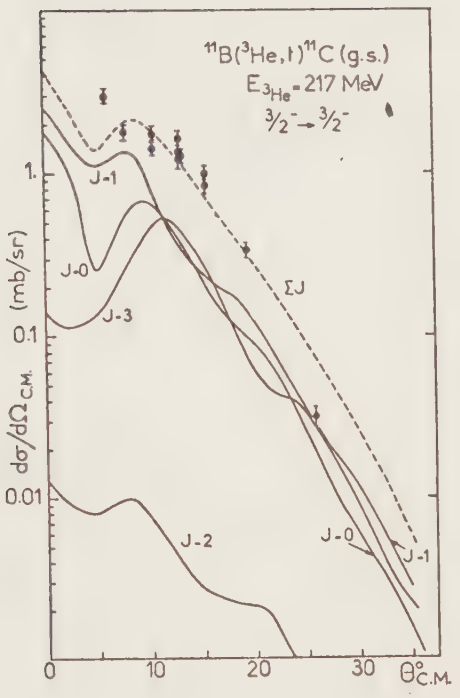
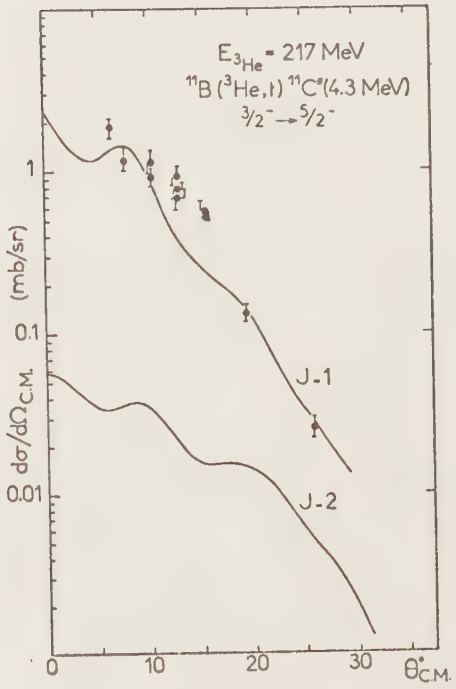


Figure 26. Résultats expérimentaux obtenus pour la réaction $^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B$ ($3/2^{-}$ g.s). Sur la figure a) le résultat des calculs des sections efficaces σ_o^J est présenté pour chaque transfert J possible. L'interaction utilisée est centrale.
Sur la figure b) les mêmes calculs sont présentés, avec une interaction centrale+tenseur.
Sur la figure c) la distribution angulaire globale est obtenue en sommant sur les différents transferts possibles.
La courbe (C) correspond à un calcul effectué avec une interaction centrale, la courbe (C+T) à un calcul effectué avec une interaction centrale+tenseur.





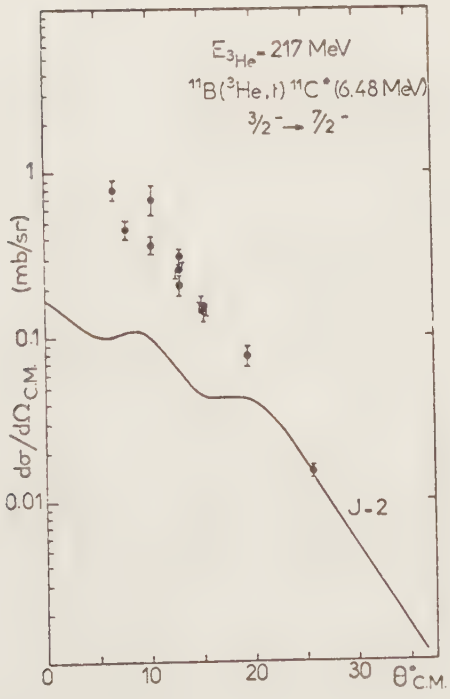


Figure 28. Résultats expérimentaux obtenus pour la réaction $^{11}B(^3He,t)^{11}C$ sur les niveaux $3/2^-$ (g.s), $5/2^-$ (4,3 MeV) et $7/2^-$ (6,48 MeV) du ^{11}C. Pour chaque niveau le calcul avec une interaction centrale+tenseur est présenté pour chaque transfert J possible.

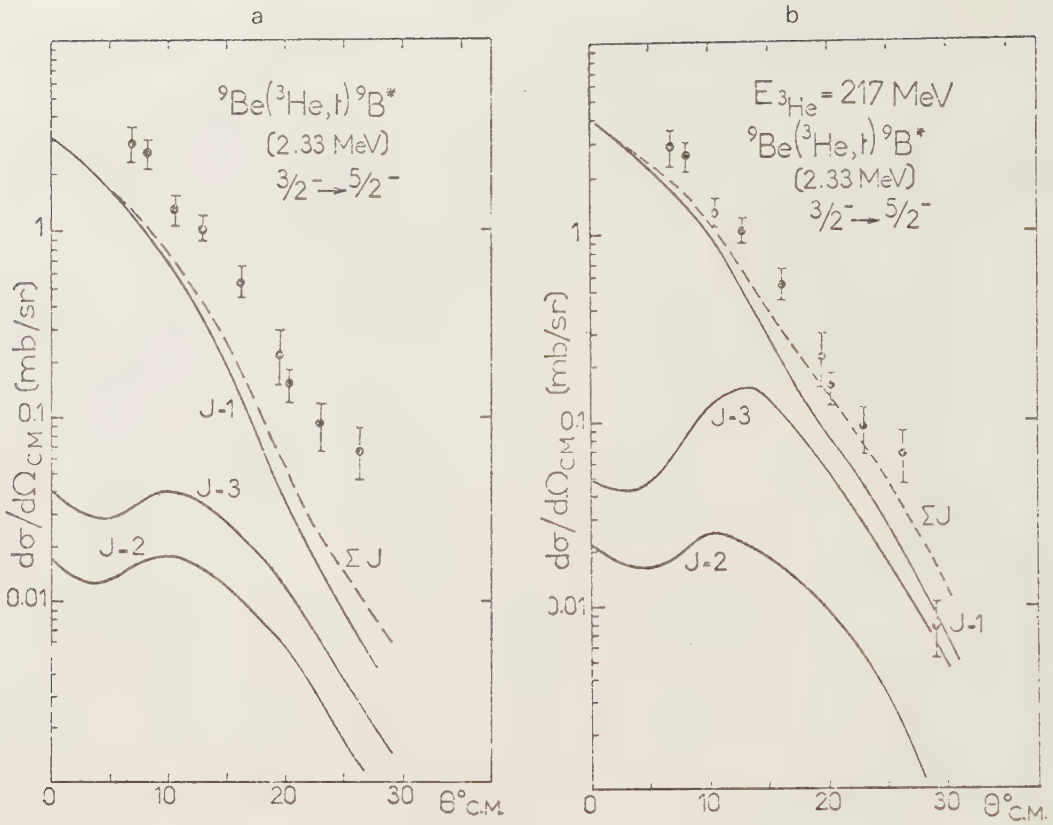


Figure 27. Résultats expérimentaux obtenus pour la réaction ^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B (5/2⁻).

a. Le résultat du calcul des sections efficaces σ_o^J est présenté pour chaque transfert J possible pour ce niveau. L'interaction utilisée est centrale.

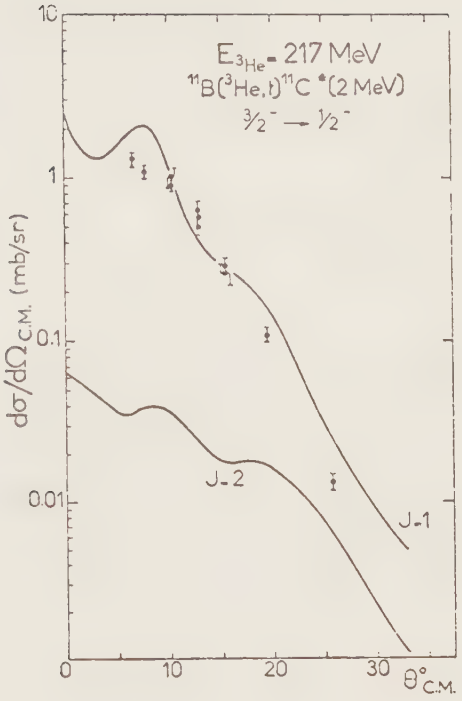
b. Les mêmes calculs sont effectués avec une interaction centrale+ tenseur.

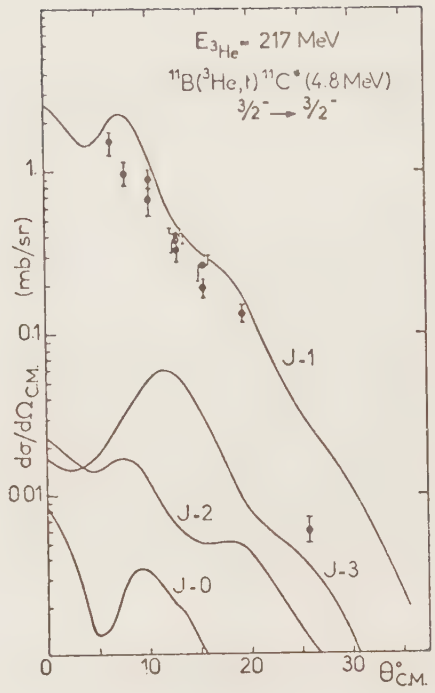
5. *Etude de la réaction* ^{11}B(^{3}He,t)^{11}C.

Les résultats expérimentaux et l'analyse effectuée sont présentés sur les figures 28 et 29, respectivement pour les niveaux des deux bandes de rotations du ^{11}C.

Dans le cas de la transition $3/2^- \rightarrow 3/2^-$ (g.s), on constate que le transfert L=2 (J=2) est négligeable alors que les transferts L=0 (J=0, J=1), L=2 (J=3) contribuent fortement dans le calcul global des sections efficaces. On observe un bon accord entre la courbe théorique (libellé ΣJ) et les points expérimentaux. L'oscillation entre 8° et 12° est bien reproduite bien qu'un peu trop marquée sur la courbe calculée.

Le transfert L=0 (J=1) domine nettement dans le cas de la transition $3/2^- \rightarrow 5/2^-$ excitant le niveau à 4,3 MeV. Ceci avait été observé pour la transition identique ^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B* (5/2⁻). L'accord avec les points expérimentaux est bon entre 18° et 26°, mais la forme de la distribution angulaire est peu satisfaisante vers 10°-15°. L'ordre de grandeur des sections efficaces est correct.





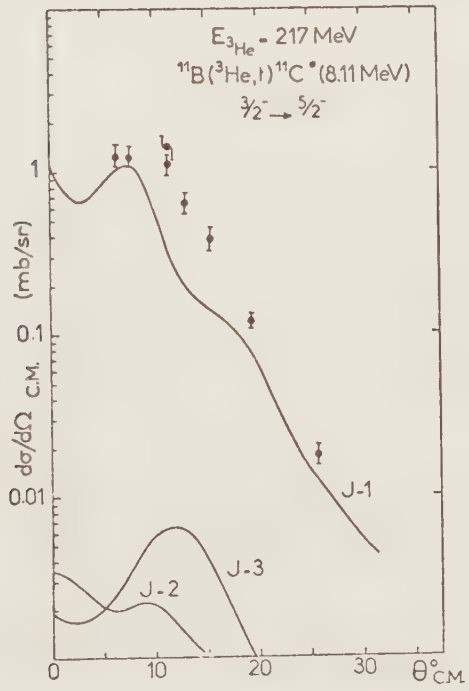


Figure 29. Résultats expérimentaux obtenus pour la réaction $^{11}B(^{3}He,t)^{11}C$ sur les niveaux $1/2^-$ (2 MeV), $3/2^-$ (4,8 MeV) et 5/2 (8,11 MeV). (voir légende figure 28).

Le niveau $7/2^-$ excité à 6,48 MeV correspond à une transition J=L=2. Les autres moments J transférés contribuent de façon négligeable à la section efficace. On note le même désaccord aux angles inférieurs à 15° que celui observé pour le niveau 2^+ de ^{12}N peuplé par $^{12}C(^3He,t)^{12}N^*$ (0,97 MeV). La distribution angulaire calculée est peu structurée et très plate aux angles avant et ne reproduit pas la remontée des points expérimentaux, semblable à celle observée pour le niveau 2^+ dans ^{12}N. Le calcul donne un résultat insuffisant d'un facteur 8 à 10.

A 50 MeV, l'analyse des réactions (p,n) conduit à un bon accord avec l'expérience si l'on suppose un mélange ($3/2^-$ $5/2^-$) pour le niveau à 4,3 MeV. Les résultats obtenus sur le niveau $7/2^-$ sont partiels et n'ont pas été analysés.

Pour les trois niveaux $1/2^-$ (2 MeV), $3/2^-$ (4,8 MeV) et $5/2^-$ (8,11 MeV), les résultats sont présentés sur la figure 29 : les transitions sont toutes dominées par le transfert de moment J=1. Les distributions angulaires expérimentales sont correctement reproduites. Dans le cas des transitions $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ et $3/2^- \rightarrow 3/2^-$ les valeurs obtenues par le calcul sont compatibles avec les sections efficaces mesurées, compte tenu des barres d'erreur et de l'incertitude de normalisation de celles-ci (30%). Le calcul sous-estime les sections efficaces d'un facteur 2 à 3 entre 10° et 20° dans le cas de la transition $3/2^- \rightarrow 5/2^-$.

6. *Conclusion de cette étude.*

Le tableau 8 récapitule les résultats obtenus pour les transitions observées que l'on peut classer de la façon suivante :

a) Les niveaux de parité non naturelle.

On a alors les transferts dominants suivants :

L = 0 , J = 1 ou L = 2 , J = 3

Dans le cas où plusieurs moments J sont possibles, la valeur de J la plus faible (J=1) domine en général la réaction. La seule exception est la transition $3^+ \rightarrow 2^+$ (3,36 MeV) dans la réaction $^{10}B(^3He,t)^{10}C$. Ceci est dû aux poids relatifs des différentes configurations (valeurs de $\langle J_f,T_f \| \left[A^{j\tau} \times B^{j'\tau'} \right] \| J_i\, T_i \rangle$) dans le modèle. Les formes des distributions angulaires sont bien rendues. Le rapport des sections efficaces calculées et expérimentales est voisin de 1, le plus souvent par valeur inférieure. Ceci est vrai en particulier pour les transitions où le terme tenseur domine et indique donc que ce terme est sous-estimé (de 30% environ). L'accord avec les résultats expérimentaux peut être considéré comme satisfaisant et confirme à la fois la validité du modèle nucléaire choisi et du mécanisme décrit. Dans tous les cas,nous avons pu mettre en évidence l'importance du terme tenseur. Celle-ci croît avec le moment angulaire transféré et son effet devient dominant lorsque la réaction est dominée par le transfert J=3 (Cas du 0^+ et 2^+ du ^{10}C).Cette conclusion avait été faite aussi à basse énergie.

Compte tenu du fait que les erreurs expérimentales sont de l'ordre de 30%, que l'influence de la variation des différents paramètres (potentiel optique, forme radiale de l'interaction tenseur,etc) introduits dans le calcul est aussi de 30% à 40%, nous ne pouvons

Réaction	Transition	J, L dominant	$\frac{\sigma_{calc}}{\sigma_{exp}}$	Modèle	Accord en forme	Remarques éventuellement $R = \frac{\sigma(C+T)}{\sigma(C)}$
$^{12}C(^{3}He,t)^{12}N$	$0^+ \to 1^+$ (g.s)	J = 1, L = 0	2	G.V	Bon	Contribution R = 1,8 à 2 (C) et (T)
	$0^+ \to 1^+$ (g.s)	J = 1, L = 0	$\sim$ 0,4 à 0,5	C.K	Bon	Contribution (C) et (T)
	$0^+ \to 2^+$ (0,97 MeV)	J = 2, L = 2	1 si $\theta_{CM} > 15°$	G.V	Mauvais	(T) n'influe pas sur la forme (niveau de parité naturelle).
	$0^+ \to 2^+$ (0,97 MeV)	J = 2, L = 2	0,5 si $\theta_{CM} > 15°$	C.K	Mauvais	même conclusion qu'avec G.V
	$0^+ \to 2^-$ (3,55 MeV)	J = 2, L = 1	2	G.V	Bon	Contribution R $\sim$ 2 à 3 (C) et (T)
$^{10}B(^{3}He,t)^{10}C$	$3^+ \to 0^+$ (g.s)	J = 3, L = 2	$\sim$ 0,7	C.K	Bon	(T) prépondérant
	$3^+ \to 2^+$ (3,36 MeV)	J = 3, L = 2	$\sim$ 0,25 à 0,3	C.K	Bon	(T) prépondérant
	$3^+ \to 2^+$ (5,6 MeV)	J = 1, L = 0	$\sim$ 1,5 à 1,8	C.K	Moyen	Contribution R $\sim$ 2,5 à 3 (C) et (T)
$^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B$	$3/2^- \to 3/2^-$ (g.s)	J=0 et 1,L=0	$\sim$ 1,5	C.K	Moyen	Contribution R $\sim$ 1,8 (C) et (T)
	$3/2^- \to 5/2^-$ (2,33 MeV)	J = 1, L = 0	0,66 à 0,75	C.K	Bon	Contribution R $\sim$ 1,3 à 1,5 (C) et (T)
$^{11}B(^{3}He,t)^{11}C$	$3/2^- \to 3/2^-$ (g.s)	J=0, 1 et 3 L=0 et 2	$\sim$ 1	C.K	Bon	Contribution (C) et (T)
	$3/2^- \to 5/2^-$ (4,3 MeV)	J = 1, L = 0	$\sim$ 0,8 à 1	C.K	Bon	Contribution (C) et (T)
	$3/2^- \to 7/2^-$ (6,48 MeV)	J = 2, L = 2	1 si $\theta_{CM} > 15°$	C.K	Mauvais	(T) n'influe pas sur la forme (niveau de parité naturelle).
	$3/2^- \to 1/2^-$ (2 MeV)	J = 1, L = 0	$\sim$ 1	C.K	Bon	Contribution (C) et (T)
	$3/2^- \to 3/2^-$ (4,8 MeV)	J = 1, L = 0	$\sim$ 1,2 à 1,5	C.K	Bon	Contribution (C) et (T)
	$3/2^- \to 5/2^-$ (8,11 MeV)	J = 1, L = 0	0,4 à 0,7	C.K	Moyen	Contribution (C) et (T)

Tableau 8. Résultats comparés des calculs effectués pour les différents noyaux étudiés. $\sigma_{calc}/\sigma_{exp}$ désigne le rapport des sections efficaces calculées et expérimentales. (G.V) et (C.K) désignent respectivement les modèles de Gillet et Vinh-Mau, et Cohen et Kurath. (C) et (T) désignent les calculs avec interaction centrale et tenseur, (C+T) un calcul avec interaction centrale + tenseur.

vérifier la validité de la description faite que dans cette limite. Or c'est ce que nous trouvons. On peut donc, dans cette limite, dire que le modèle DWBA est satisfaisant pour ces transitions. Pour juger plus quantitativement celui-ci, il serait nécessaire de posséder des données expérimentales plus précises et plus nombreuses.

b) Les niveaux de parité naturelle.

On peut alors avoir : $L = 0 \quad J = 0$

ou : $L = 2 \quad J = 2$

Cas $L = 0$, $J = 0$:

Il s'observe principalement pour les transitions $3/2^- \rightarrow 3/2^-$ dans les réactions $^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B$ (g.s) et $^{11}B(^{3}He,t)^{11}C$ (g.s). Ce transfert est en compétition avec celui correspondant à J=1, L=0. Les distributions angulaires expérimentales sont bien rendues et sont seulement marquées par une décroissance très rapide de la section efficace entre 6° et 30° (plus d'un facteur 200).

Dans tous ces cas a) ou b), (L=0, J=0) on peut donc considérer que l'accord entre les points expérimentaux et les résultats du calcul sont relativement bons, à la fois en forme et en valeur absolue.

Cas $L = 2$, $J = 2$:

Nous avons observé deux exemples : l'excitation du niveau 2^+ de ^{12}N dans la réaction $^{12}C\ (0^+)(^{3}He,t)^{12}N^{*}\ (2^+)$, et celle du niveau $7/2^-$ du ^{11}C dans la réaction $^{11}B(3/2^-)(^{3}He,t)^{11}C^{*}\ (7/2^-)$. On note l'insuffisance des résultats du calcul aux angles inférieurs à $12°_{C.M}$, alors que la pente des distributions angulaires et la valeur des sections efficaces sont bien rendues aux angles supérieurs à 12°.

La remontée des points expérimentaux s'observe aussi en diffusion inélastique des ^{3}He sur le niveau analogue dans le cas du ^{12}C. Elle est moindre en diffusion inélastique des ^{3}He sur d'autres niveaux 2^+ (niveau à 4,4 MeV dans le ^{12}C).

Le modèle nucléaire est satisfaisant pour les observables qu'on connaît sur ces niveaux. Les potentiels optiques sont bien définis par la diffusion élastique à 217 MeV, leur utilisation est justifiée a posteriori par l'accord obtenu pour les autres niveaux atteints en réaction $(^{3}He,t)$. Pour les niveaux 2^+, peut-on mettre en doute le mécanisme? (paragraphe II).

F. Calcul en DWBA macroscopique. Applications à quelques réactions $(^{3}He,t)$.

Bien que cette étude ait été largement développée à basse énergie aussi bien en réaction (p,n) que $(^{3}He,t)$ [1][81][82][83], nous l'avons effectuée dans les buts suivants :

- comparer ce que donnent les modèles microscopiques et macroscopiques pour une transition où le premier conduit à des résultats non satisfaisants ;

- s'assurer en même temps des résultats que ce modèle donne pour quelques transitions ($^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B$ et $^{9}Be(^{3}He,^{3}He')^{9}Be^{*}$) et utiliser ce formalisme pour décrire le passage par un état excité intermédiaire dans l'analyse des résultats par un processus en deux étapes (paragraphe II).

En effet, alors qu'à basse énergie l'abondance des résultats expérimentaux permet une étude systématique de la partie dépendante de l'isospin du potentiel optique, responsable de la transition dans ce modèle, nous avons étudié, à 217 MeV, un nombre limité de noyaux. D'autre part, à basse énergie, la partie absorptive du potentiel est un terme de surface dont la géométrie est choisie de façon à rendre compte des distributions angulaires ($^{3}He,t$). A 217 MeV, le potentiel optique imaginaire est un terme de volume : la comparaison des résultats des analyses aux différentes énergies est donc très difficile. Ceci explique que nous n'ayons pas développé plus largement ce modèle.

1. *Formalisme* [1][2].

Le potentiel optique décrit en B s'écrit sous la forme :

$$V(r) = V_o(r) + \frac{U_1(r)}{A}\ \vec{t}.\vec{T}$$

Dans cette expression $\vec{t}$ et $\vec{T}$ sont les opérateurs d'isospin respectivement pour le projectile et la cible, A est le nombre de masse de la cible. La partie diagonale :

$$V_o(r) + \frac{U_1(r)}{A}\ t_z.T_Z = V_o(r) + \frac{(N-Z)}{A}\ U_1(r)$$

décrit la diffusion élastique tandis que la partie non diagonale décrit l'échange de charge. L'élément de matrice de l'interaction s'écrit pour une cible d'isospin T :

$$\Delta U = \langle \tfrac{1}{2}\ T-1 | V(r) | -\tfrac{1}{2}\ T \rangle = \frac{1}{2}\sqrt{2T}\ .\ U_1(r)/A$$

avec $T = (N-Z)/2$ pour les noyaux considérés.

Cette partie est faible par rapport à celle qui est diagonale et l'échange de charge peut alors être traité au premier ordre de la théorie des perturbations. La section efficace s'écrit :

$$d\sigma/d\Omega = \left| \int d\vec{r}\ \chi_f^{-*}(\vec{k}_f,\vec{r})\ \Delta U\ \chi_i^{+}(\vec{k}_i,\vec{r}) \right|^2$$

χ_f^- et χ_i^+ sont les ondes distordues définies en A.

Les mêmes formules peuvent être écrites lorsque le potentiel est complexe. D'où, pour les ^{3}He :

$$V = V_o + V_1\ (N-Z)/A \quad \text{avec} \quad V_1(r) = U_1(r)/4$$

$$W = W_o + W_1 \ (N-Z)/A$$

$$\Delta U = 2\sqrt{(N-Z)} \ . \ V_1/A$$

$$\Delta W = 2\sqrt{(N-Z)} \ . \ W_1/A$$

2. *Quelques résultats.*

La figure 25 montre les résultats obtenus pour les réactions (^{3}He,t) et (^{3}He,^{3}He') excitant les niveaux analogues du ^{9}B et du ^{9}Be. La profondeur et la géométrie des termes du potentiel optique utilisé ont été décrites en B.

La transition $3/2^- \rightarrow 3/2^-$ est assez bien décrite ; la courbe théorique sous-estime les sections efficaces d'un facteur 1,8 à 12°. L'accord entre les résultats du calcul et les distributions expérimentales est satisfaisant pour les transitions $3/2^- \rightarrow 5/2^-$ en (^{3}He,t) et (^{3}He,^{3}He'). La valeur du paramètre de déformation $\beta = 0,5$ obtenu dans ce dernier cas est compatible avec les valeurs trouvées dans la littérature pour le ^{9}Be.

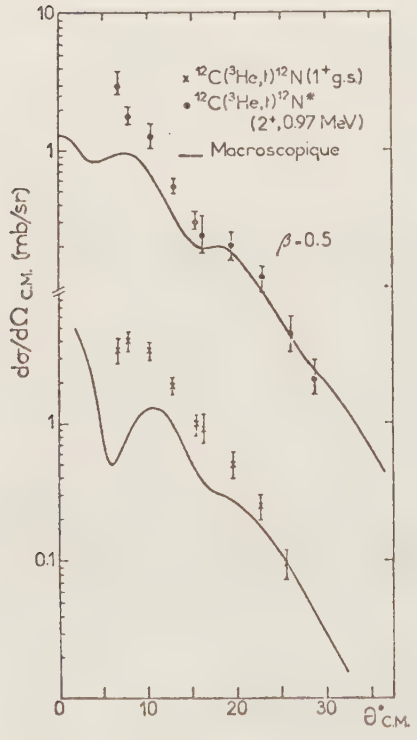


Figure 30. Analyse macroscopique de la réaction ^{12}C(^{3}He,t)^{12}N.

Sur la figure 30, les résultats du calcul sont présentés pour la réaction ^{12}C(^{3}He,t)^{12}N (1^+ et 2^+). La forme de la distribution angulaire expérimentale est bien rendue dans le cas du niveau 1^+.

Un désaccord subsiste aux angles avant pour le niveau 2^+ encore qu'il soit moins important que dans le cas de la description microscopique de cette transition.

Le calcul (figure 30) a été effectué avec un paramètre de déformation $\beta = 0,5$ qui permet de rendre compte des valeurs de sections efficaces sur le niveau 2^+ (à $\theta_{CM} > 15°$). La valeur $\beta \sim 0,6$ à 0,7 améliorerait l'accord en valeur absolue pour le niveau 1^+. Ces valeurs sont plus grandes que la valeur trouvée pour rendre compte du niveau collectif 2^+ à 4,4 MeV ($\beta \sim 0,35$). Ceci s'explique sûrement par le fait que ce niveau correspond à une excitation T=0 alors que les niveaux à 15,1 et 16,1 MeV correspondent à T=1 et ne correspondent d'ailleurs pas à une bande de rotation. Le modèle macroscopique ne peut être utile que pour étudier la forme de ces distributions angulaires et on ne peut donner de sens à la valeur de β pour ces niveaux non collectifs.

Ce modèle permet donc de rendre compte des distributions angulaires dans le cas de la réaction ^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B. Il ne suffit pas pour expliquer la forme angulaire expérimentale du niveau 2^+ de ^{12}N.

II - ETUDE DES PROCESSUS EN DEUX ETAPES.

Nous avons évalué les processus (^{3}He-α-t) et (^{3}He-d-t) de façon à comparer leur importance à 217 MeV et à basse énergie. Dans ce dernier cas, les calculs,sur toute une gamme de noyaux, montrent que ces processus sont, pour le premier, au moins du même ordre de grandeur que les sections efficaces d'échange de charge, pour le second, toujours beaucoup moins important,mais parfois nécessaire pour expliquer les formes des distributions angulaires.

De plus, nous avons effectué un calcul décrivant le passage par un état intermédiaire de la cible (^{3}He-^{3}He'-t) pour les transitions ^{12}C(^{3}He,t)^{12}N* (2$^+$) et ^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B* (g.s). Dans les deux cas, nous possédons des résultats de diffusion inélastique sur les niveaux du ^{12}C à 4,4 MeV et du ^{9}Be à 2,43 MeV. On peut observer que ces deux niveaux sont très collectifs et que les sections efficaces (^{3}He,^{3}He') sont très importantes par rapport à celles de la réaction (^{3}He,t). Le premier exemple est choisi parce que le modèle microscopique en une étape ne rend pas compte des résultats expérimentaux. Dans le deuxième cas, le niveau atteint est l'analogue du fondamental (T_i=T_f) et on peut penser que l'excitation intermédiaire de la bande de rotation du ^{9}Be n'est pas négligeable. Pour des raisons de simplicité, nous n'avons considéré que le premier niveau excité du ^{9}Be comme état intermédiaire.

1. *Le cadre théorique et les approximations du calcul.*

Le développement du formalisme relatif au calcul de ces mécanismes sort du cadre de ce travail. On en trouvera les éléments dans les références [7,21].

Cependant, dans l'évaluation de ces processus, un certain nombre d'hypothèses, que nous allons examiner, sont implicites.

La particule intermédiaire est dans son état fondamental. Cette hypothèse est raisonnable, une particule créée dans un état du continuum ayant de fortes chances d'être absorbée [21]. Le noyau intermédiaire est dans un état lié. On suppose aussi que les fonctions d'onde des différentes voies sont orthogonales. Cette hypothèse peut introduire des différences notables dans les calculs [85].

Dans tous les cas, les paramètres décrivant la première étape sont ceux qui permettent de rendre compte des sections efficaces de réaction [(^{3}He,α) par exemple] ou de diffusion [(^{3}He,^{3}He')] sur le niveau intermédiaire à 217 MeV. Dans le cas des réactions (^{3}He,d) on ne possède pas de données expérimentales à cette énergie, et les paramètres sont ceux des analyses de basse énergie (ou extrapolés lorsque c'est possible). Les paramètres décrivant la deuxième étape sont déduits,sauf dans le cas de la réaction ^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B,de considérations théoriques, faute de posséder des données expérimentales.

Les approximations de la DWBA classique, sont donc contenues dans la description des deux étapes : approximation de portée nulle qui dans le cas de réactions de pick-up ou stripping se traduit par la donnée de la constante D_o de portée nulle, définie dans les réactions de transfert. Il est difficile de juger de cette approximation [84] pour un processus

en deux étapes. Toutefois, en (^{3}He,α) par exemple, il a été vérifié [88] à 217 MeV que les approximations de portée nulle et de portée finie donnent des résultats voisins.

La question se pose de savoir quelles ondes distordues introduire dans l'état intermédiaire [7,86]. Jusqu'à présent, le potentiel optique choisi rend compte de la diffusion élastique sur le niveau fondamental du noyau intermédiaire comme en DWBA. La validité de cette hypothèse est confirmée par le fait que les sections efficaces obtenues dépendent peu du potentiel optique choisi dans l'état intermédiaire. Ceci a été vérifié pour le processus (^{3}He-d-t) pour lequel on ne possédait pas de données expérimentales (d,d') à 217 MeV (paragraphe 3).

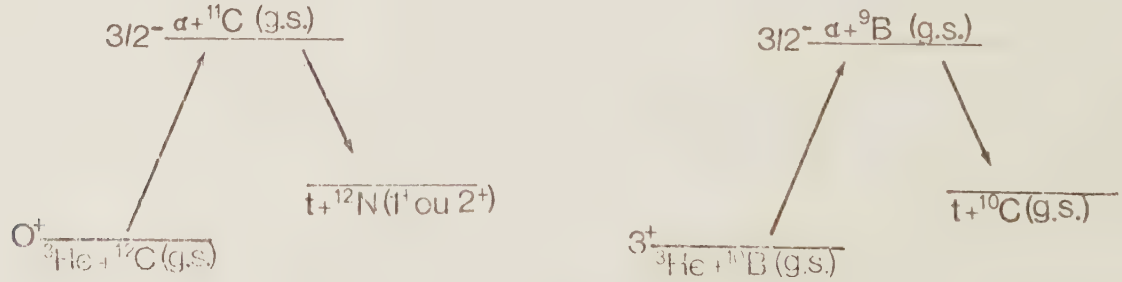
Il subsiste d'autre part un certain nombre d'ambiguïtés qui rendent difficile la comparaison entre l'influence du terme en une seule étape et celle du processus en deux étapes.

L'interaction effective, responsable du mécanisme direct, est mal connue et son intensité est déduite de la comparaison avec les points expérimentaux en négligeant les processus complexes. A 217 MeV, il est certain que les coefficients U_R et U_I en tiennent déjà compte. Or l'interférence entre les termes direct et en deux étapes dépend bien de l'intensité relative de ceux-ci. Il faut donc être prudent sur les conclusions qu'on peut déduire de l'étude de l'interférence entre les deux types de processus. Ceci est illustré par l'interprétation [7] des résultats à 23 MeV [4] où l'interférence dépend fortement de l'intensité de la force nucléon-^{3}He utilisée. Les conclusions sont toutefois plus claires dans le cas où un processus est dominant (cas des niveaux 4^+ et 6^+ de la réaction ^{48}Ca(^{3}He,t)^{48}Sc dans la référence [7]) ou lorsque les formes des distributions angulaires sont différentes entre les deux mécanismes (cas de ^{40}Ar(^{3}He,t)^{40}K AAS [7-17]).

Nous avons donc seulement comparé l'importance relative des deux processus par rapport aux valeurs expérimentales (^{3}He,t) à 217 MeV et étudié leur dépendance en fonction de l'énergie incidente.

2. *Etude du processus (^{3}He-α-t) à 217 MeV.*

Ce processus est étudié dans le cas des réactions ^{12}C(^{3}He,t)^{12}N et ^{10}B(^{3}He,t)^{10}C à l'aide du programme CHUCK de Kunz et Rost [87]. On peut schématiser ainsi le processus décrit :



Le fait de n'introduire que l'état fondamental du noyau intermédiaire est une hypothèse raisonnable si l'on considère que la section efficace de réaction $^{12}C(^{3}He,\alpha)^{11}C$ (g.s) est d'un ordre de grandeur plus importante que celle correspondant à l'excitation d'un niveau plus élevé dans le ^{11}C [23]. A 217 MeV, la section efficace de réaction de transfert d'un nucléon est environ dix fois supérieure à celle d'échange de charge (^{3}He,t), ce qui permet de penser que cet état intermédiaire ne doit pas être négligeable.

Les potentiels optiques pour les voies (^{3}He+noyau initial) et (triton+noyau final) sont toujours ceux du tableau 4. Pour la voie intermédiaire ($^{11}C+\alpha$) les paramètres optiques sont extrapolés à partir de ceux déduits de l'étude de la diffusion élastique de particules α de 166 MeV [78]. La géométrie du potentiel optique est conservée, la variation de la profondeur est donnée par l'étude de la variation en fonction de l'énergie incidente des coefficients U_R et U_I déterminés pour les particules α. Nous avons aussi essayé d'augmenter la profondeur du potentiel optique (30%). La forme des distributions angulaires (^{3}He-α-t) sur le niveau 2^+ n'est pas affectée. Les valeurs absolues de sections efficaces augmentent de 40%. La valeur de la constante D_o de l'approximation de portée nulle est déduite de l'analyse de l'expérience $^{12}C(^{3}He,\alpha)^{11}C$ à 217 MeV [88] :

$$D_o^2 \simeq 2.10^4 \text{ MeV}^2.\text{fm}^3$$

La même valeur est utilisée pour la voie (α,t).

La fonction d'onde du nucléon transféré est celle calculée dans un puits de Woods-Saxon dont la profondeur est ajustée de façon à reproduire l'énergie de liaison sur la couche et dont le rayon et l'épaisseur de surface sont :

$$r \simeq 1,3 \text{ fm} \qquad a \simeq 0,65 \text{ fm}$$

Dans le cas de la réaction $^{12}C(^{3}He-\alpha-t)$ la première étape est considérée comme le pick-up d'un neutron 1p3/2 du ^{12}C. Les valeurs des facteurs spectroscopiques données par Cohen et Kurath [71] confirment que ce mécanisme est le plus probable pour la transition $^{12}C \rightarrow {}^{11}C$ (g.s). Dans la deuxième étape, le processus est schématisé pour la même raison par le transfert d'un proton de la particule α sur la couche 1p1/2 pour la transition ^{11}C (g.s) $\rightarrow {}^{12}N$ (1^+ ou 2^+).

Les résultats obtenus pour les niveaux 1^+ et 2^+ de ^{12}N sont présentés sur la figure 31. Ce processus est dans les deux cas du même ordre de grandeur que les sections efficaces expérimentales. La forme de la distribution angulaire obtenue est peu structurée. Pour le niveau 2^+, on n'observe pas la remontée vers les angles avant donnée par les points expérimentaux.

Nous avons fait dans ce dernier cas un essai consistant à ajouter de façon cohérente le terme du processus direct et celui du processus en deux étapes. Le mécanisme direct est décrit à l'aide de l'interaction nucléon-projectile de forme Yukawa (7 MeV de profondeur et 1,4 fm de portée) au paragraphe I. L'interaction est réelle (U_R = 1,

a b

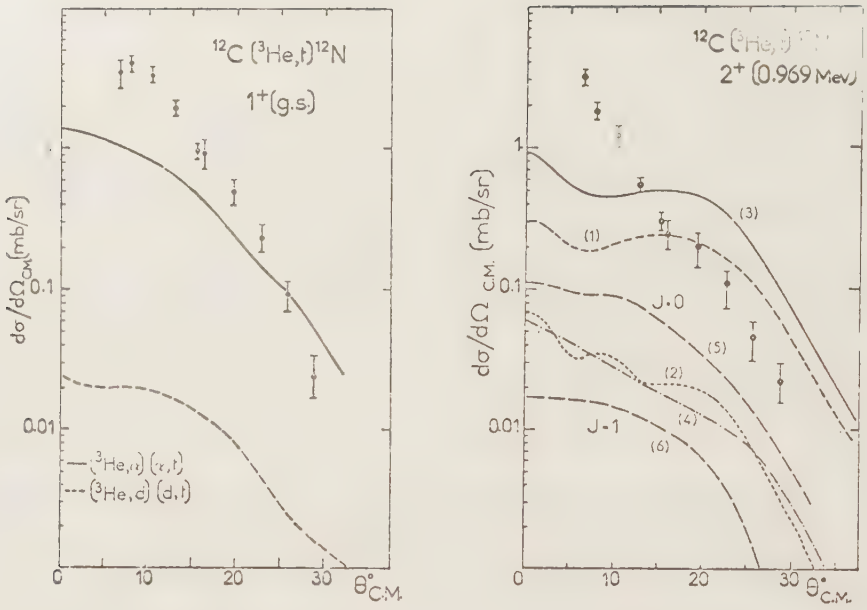


Figure 31a. Evaluation des processus (^{3}He-α-t) et (^{3}He-d-t) dans le cas de la réaction $^{12}C(^3He,t)^{12}N$ (g.s).

Figure 31b. Les calculs suivants sont effectués pour le niveau 2+ (0,97 MeV) de ^{12}N.
Courbe (1) : processus (^{3}He-α-t).
Courbe (2) : processus direct.
Courbe (3) : somme de ces deux processus, (2) est renormalisé sur (1).
Courbe (4) : processus (^{3}He-d-t).
Courbes (5) et (6) : passage par le niveau à 4,4 MeV du ^{12}C.

U_I = 0) pour ne pas tenir compte du processus (^{3}He-α-t) que l'on veut ajouter. Les deux processus ont alors la même importance.

Les résultats de cette somme (faite de façon constructive) sont portés sur la figure 31b (courbe 3) : on peut voir qu'elle ne modifie en rien, aux petits angles, la forme de la distribution angulaire calculée. Il en est de même si on fait une somme destructive.

Compte tenu des arguments que nous avons donnés au sujet d'une telle étude, nous n'avons pas poursuivi ces essais. Dans le cas de la réaction $^{10}B(^3He-\alpha-t)^{10}C$, le résultat du calcul du processus en deux étapes est aussi de l'ordre de grandeur des sections efficaces expérimentales (figure 24), la forme angulaire est très plate à l'avant. Les facteurs spectroscopiques pour la cible sont donnés par Cohen et Kurath [71] et correspondent au transfert d'un nucléon 1p3/2.

3. *Etude du processus (^{3}He-d-t).*

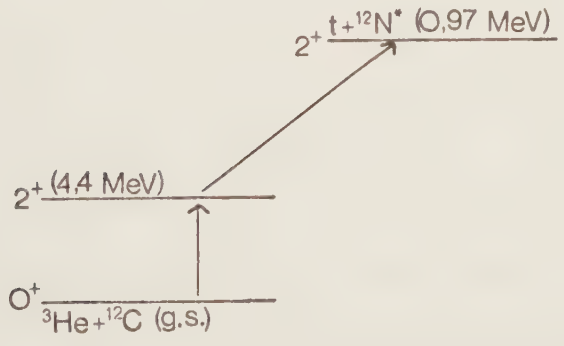
Ce calcul est effectué pour la réaction (^{3}He,t) sur le noyau ^{12}C. L'état intermédiaire considéré est le niveau fondamental de ^{13}N : on suppose que l'excitation des autres niveaux par réaction (^{3}He,d) est plus faible. Les paramètres optiques sont extrapolés à partir de l'analyse des réactions de diffusion élastique (d,d) à 52, 80 et 90 MeV [89,90]. La valeur de $D_o^2 \simeq 3.10^4$ MeV^2.fm^3 est celle déterminée dans les

analyses de réaction (^{3}He,d) à basse énergie [91]. On peut constater sur la figure 31 que les sections efficaces (^{3}He-d-t) obtenues pour le niveau 1^+ sont environ cent fois plus faibles que dans le cas du mécanisme (^{3}He-α-t). Dans le cas du niveau 2^+, le rapport est seulement de 4. Les distributions angulaires sont, comme pour le processus (^{3}He-α-t) peu structurées.

On ne possède pas de données expérimentales pour la réaction (^{3}He,d) à 217 MeV, et on ne connaît donc pas l'importance des sections efficaces pour cette voie. A basse énergie aussi, on a observé que ce processus est, en général, au moins dix fois plus faible que celui correspondant au passage par un α. La contribution ne devient non négligeable qu'aux angles supérieurs à $60^\circ_{C.M.}$. Nous avons vérifié que la forme de la distribution angulaire obtenue dans cette analyse dépend peu des paramètres optiques utilisés pour décrire l'état intermédiaire. Nous avons fait un essai en utilisant, dans la voie intermédiaire, le potentiel optique déduit de l'analyse des résultats de diffusion élastique (d,d) à 52 MeV. Ceci correspond à une variation de 50% des profondeurs réelle et imaginaire du potentiel (pour une géométrie très voisine) par rapport aux valeurs utilisées précédemment. On obtient des sections efficaces (^{3}He-d-t) 50% plus basses que dans l'essai précédent. Il faut d'autre part noter que la valeur de D_0 pour les réactions (^{3}He,α) est plus faible à 217 MeV qu'à 50 MeV [92]. Nous ignorons s'il n'en est pas de même pour les réactions (^{3}He-d-t), auquel cas on surestime encore l'importance du processus (^{3}He-d-t) dans le calcul présenté. Il est donc sûr que ce processus est négligeable dans la description de la réaction $^{12}C(^3He,t)^{12}N$ (2^+).

4. *Evaluation des processus avec passage par un état excité de la cible.*

Les sections efficaces expérimentales de diffusion inélastique sur les niveaux collectifs de la cible sont importantes (figures 23 et 27), et on peut s'attendre à ce que le passage par ces états soit aussi non négligeable dans la description des réactions (^{3}He,t). Nous avons donc envisagé le processus suivant. L'excitation du niveau 2^+ T=0 à 4,4 MeV est décrite par un modèle macroscopique où le facteur de forme F(r) est obtenu par dérivation du potentiel optique (voir réf.[98] et paragraphe I.F) :



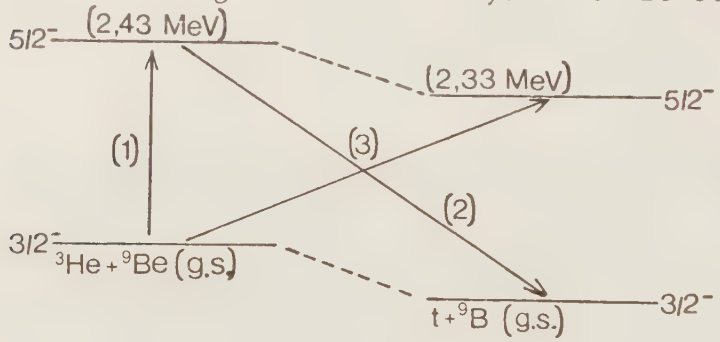
$$F(r) \propto \beta \frac{\partial V(r)}{\partial r}$$

si V(r) est le potentiel optique. La valeur du paramètre de déformation - $\beta = 0,35$ - permet de reproduire la grandeur des sections efficaces expérimentales $^{12}C(^3He,^3He')^{12}C^*$ (4,4 MeV). Elle est en accord avec la valeur obtenue dans l'analyse de la diffusion des particules α de 166 MeV sur ce niveau [42].

D'autre part, nous avons calculé les densités de transition à un corps $\langle 2^+, T=0 \| [A \times B]^{JT} \| 2^+, T=1 \rangle$ à l'aide des fonctions d'onde de Cohen et Kurath de façon à évaluer les valeurs de J les plus probables dans la deuxième étape puisqu'il n'existe pas de données expérimentales pour cette transition $2^+ \rightarrow 2^+$. Les valeurs de J les plus probables sont J=1 (L=0), puis J=0. La deuxième étape est décrite de façon microscopique avec l'interaction de Yukawa de portée 1,4 fm et de profondeur 7 MeV définie au paragraphe I.

On constate sur la figure 31b, que ce processus n'est important que lorsque J=0. La forme de la distribution angulaire est encore très plate à l'avant.

Un calcul du même type est présenté sur la figure 25 pour la réaction $^9Be(^3He,t)^9B$ (g.s) en considérant le premier niveau excité ($5/2^-$, 2,43 MeV) du ^9Be comme état intermédiaire. La première étape est décrite de façon macroscopique (comme pour la réaction sur le ^{12}C) : le facteur de forme est obtenu en dérivant le potentiel optique. Le paramètre de déformation $\beta = 0,5$ permet de rendre compte des sections efficaces de la réaction $^9Be(^3He,^3He')^9Be^*$ (2,43 MeV) (fig.25). La deuxième étape est aussi décrite de façon macroscopique : la partie dépendante de l'isospin du potentiel optique est responsable de la transition (2) (paragraphe F) dans le schéma ci-dessous. Cette description rend bien compte de la distribution angulaire pour la réaction $^9Be(^3He,t)^9B^*$ (2,33 MeV) (étape (3) ci-dessous) semblable à la transition (2) que nous considérons puisque les niveaux $3/2^-$ et $5/2^-$ sont respectivement analogues dans les noyaux de ^9Be et ^9B. :



Le résultat du calcul est présenté sur la figure 25 : ce processus est négligeable en ordre de grandeur. La forme de la distribution angulaire expérimentale est bien rendue.

III - COMPARAISON AVEC QUELQUES RESULTATS DE BASSE ENERGIE.

Le calcul des processus en une et deux étapes a été repris pour les réactions (^3He,t) à 49,8 MeV [10]. Les résultats sont présentés sur la figure 32, pour les niveaux 1^+ et 2^+ de ^{12}N.

Les paramètres du potentiel optique sont ceux utilisés par Ball et Cerny [10], et sont déterminés par l'analyse de la diffusion élastique des ^3He sur quelques noyaux de la couche 1p. Le terme direct est calculé avec l'interaction gaussienne projetée que nous avons utilisée à 217 MeV. Les facteurs U_R et U_I ont respectivement les valeurs U_R = 1

et $U_I = 0$. D'une part, comme nous l'avons dit, cette interaction (U_R=1) est une interaction de basse énergie qu'il n'y a donc pas lieu de renormaliser à 50 MeV. D'autre part, Ball et Cerny ont fait le calcul avec une interaction réelle et notre calcul est donc comparable au leur. En fait, la loi de décroissance du coefficient U_R, en fonction de l'énergie incidente, aurait conduit à $U_R \sim 0{,}8$ à 0,9. Le calcul présenté surestime alors les sections efficaces d'un facteur 1,5.

Le calcul du processus en deux étapes est effectué avec une valeur de D_0^2 utilisée à basse énergie [93] : $D_0^2 \simeq 23.10^4$ MeV^2.fm^3.

Les paramètres optiques pour la voie intermédiaire sont cités en [10] et rendent compte de la diffusion élastique (α,α) sur le ^{12}C. On observe sur la figure 32 l'importance du mécanisme en deux étapes qui donne un résultat 50 à 100 fois plus grand que l'expérience. Ceci a été montré plusieurs fois à basse énergie puisque à 23 MeV, Coker [94]

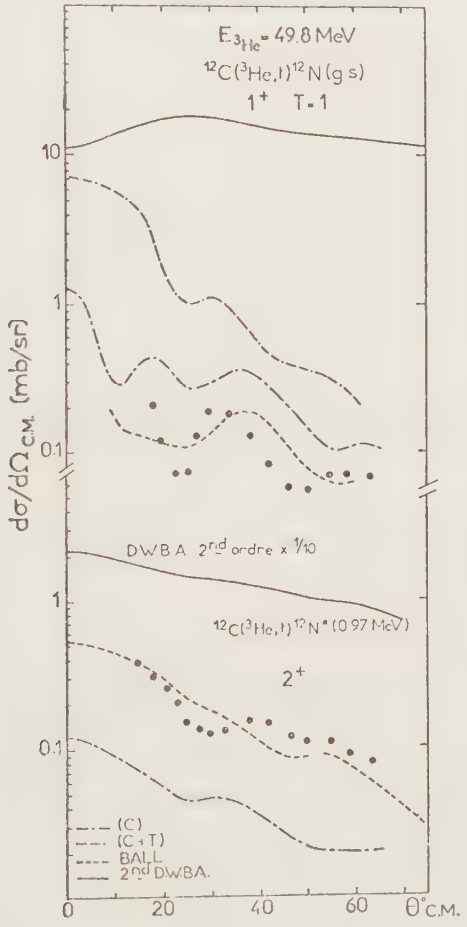


Figure 32. Résultats expérimentaux à 50 MeV [10]. (C) correspond à un calcul avec interaction centrale, (C+T) à un calcul avec interaction centrale+tenseur. La courbe en traits pleins est le calcul (^{3}He-α-t). La courbe en tirets correspond à un calcul de Ball et Cerny avec une interaction de forme Yukawa, de portée 1 fermi.

rend compte des résultats expérimentaux avec seulement un terme en deux étapes.

Le calcul en DWBA microscopique peut être comparé avec celui de Ball et Cerny qui utilisent une interaction centrale réelle de portée 1fm et de profondeur 16 MeV. L'introduction d'un terme tenseur n'améliore que légèrement les formes des distributions angulaires et les sections efficaces obtenues sont trop importantes pour le niveau 1^+. La distribution angulaire expérimentale du niveau 2^+ est bien rendue mais le calcul sous-estime les sections efficaces d'un facteur 4 à 5. Ball et

Cerny trouvaient déjà que la force nécessaire pour rendre compte des sections efficaces pour le 2^+ était deux fois plus importante que celle nécessaire pour décrire une transition L=0. Cette dernière était pourtant compatible avec les valeurs déterminées en réaction (p,n) pour L=J=0.

La figure 33 présente les différentes valeurs de la force V_τ

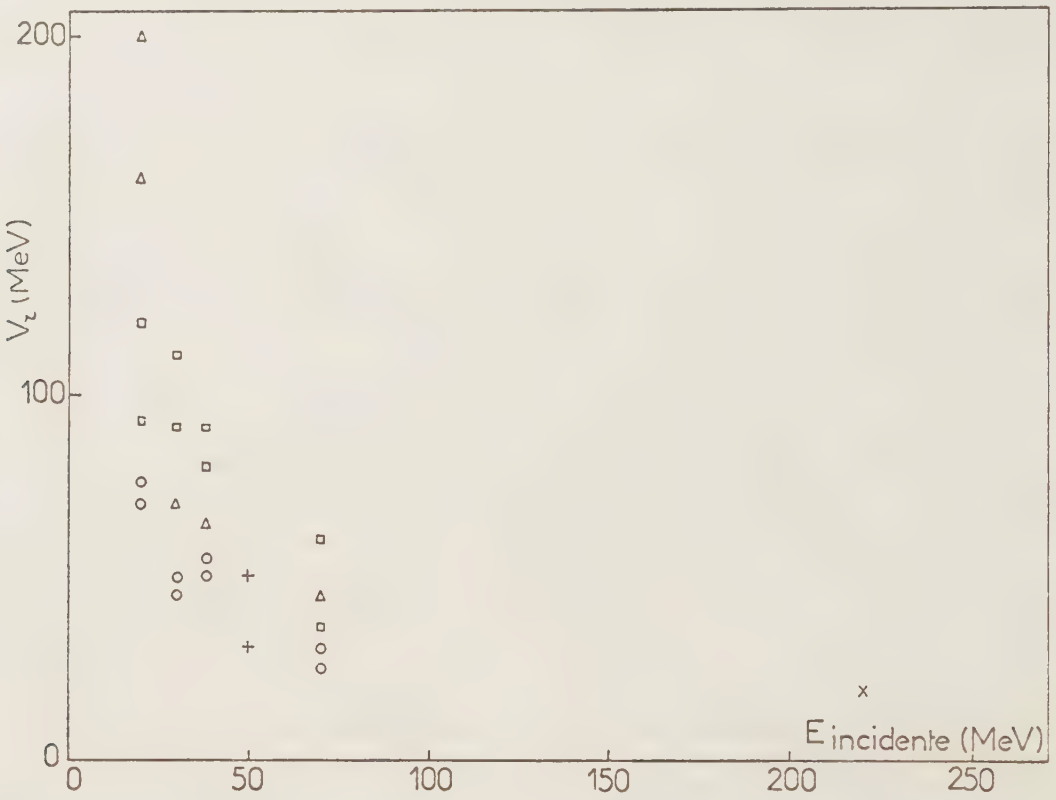


Figure 33. Intensité de la force V_τ en fonction de l'énergie incidente, pour des noyaux différents. Les différents points (□, o, + et Δ) correspondent à des analyses sur des noyaux différents.

utilisée pour rendre compte des distributions angulaires expérimentales de réaction (^{3}He,t) sur différentes cibles à différentes énergies incidentes (20 MeV ; 29,5 MeV ; 37,5 MeV ; 70 MeV et 217 MeV). Les valeurs de V_τ à basse énergie sont tirées de la référence [95]. Les différentes analyses ayant été faites avec des forces de portée parfois différentes, la méthode suggérée par Johnston et al.[96] a été employée pour trouver les forces équivalentes de portée 1fm, dont on peut alors comparer les profondeurs. A 217 MeV, on trouve ainsi une interaction de profondeur 18 MeV pour une portée de 1 fm. Cette valeur est notée sur la figure 33.

On constate l'allure décroissante de l'intensité de la force V_τ en fonction de l'énergie des particules incidentes. La dispersion des valeurs obtenues à basse énergie [95], est en partie due à la variété des analyses faites (à 20 MeV par exemple, les résultats dépendent du modèle optique, compte tenu des ambiguïtés du potentiel optique à cette énergie).

Une étude quantitative plus précise pourra être faite lorsqu'on possédera des données expérimentales à des énergies intermédiaires entre 70 et 217 MeV. De même une étude de l'évolution des processus en deux étapes,en fonction de l'énergie à peine ébauchée par Toyama [21],serait intéressante puisque nous avons aussi observé une forte décroissance de ce mécanisme entre 50 MeV et 217 MeV, qui reste toutefois non négligeable à 217 MeV.

CONCLUSION

Dans cette étude nous avons mis tout d'abord en évidence les paramètres auxquels est sensible la forme des distributions angulaires expérimentales de réaction (^{3}He,t). Nous nous sommes attachés à approfondir l'importance des différents termes de l'interaction nucléon-projectile. Les conclusions que nous avons pu tirer à 217 MeV sont identiques à celles faites à plus basse énergie : la partie imaginaire et le terme d'échange de la force ont pour effet de re-normaliser les sections efficaces calculées, mais n'affectent pas la forme des distributions angulaires obtenues. Celle-ci est modifiée, surtout aux angles avant lorsqu'un terme tenseur est introduit dans le calcul. Les courbes sont aussi légèrement décalées vers les petits angles, ce qui améliore l'accord avec les distributions angulaires expérimentales.

Par contre, l'allure de ces distributions dépend plus fortement qu'à basse énergie du comportement radial de l'interaction. Il semble qu'une forme gaussienne permette mieux d'en rendre compte à 217 MeV alors qu'au-dessous de 70 MeV, on utilise indifféremment une forme de Yukawa ou de Gauss.

Nous avons confronté les résultats du calcul comprenant une interaction complète et les résultats expérimentaux pour tous les niveaux observés. Si l'on excepte les transitions correspondant à un transfert de moment J = 2, ce modèle permet de rendre compte des distributions angulaires de façon satisfaisante. Ceci justifie, a postériori, le choix que nous avons fait de l'interaction nucléon-projectile dont la portée est à peu près la même à 217 MeV et à basse énergie. Par contre, nous avons observé une décroissance de l'intensité de la force en fonction de l'énergie incidente entre 70 MeV et 217 MeV comme cela avait déjà été constaté entre 20 et 70 MeV. Le rapport obtenu (compris entre 0,5 et 1,3 en moyenne) entre les sections efficaces expérimentales et théoriques permet de penser que le fait de normaliser les différents termes de l'interaction de la même façon, est une hypothèse raisonnable, compte tenu des incertitudes expérimentales et de la connaissance du modèle pour ces noyaux. Toutefois, cette description est insuffisante pour rendre compte de la forme aux angles avant des distributions angulaires des transitions pour lesquelles le transfert de moment est J=2.

Nous avons aussi évalué certains processus en deux étapes qui, à basse énergie, contribuent de façon non négligeable à la section efficace de réaction (^{3}He,t). D'une part, le processus (^{3}He-α-t) s'est avéré être de l'ordre de grandeur des sections efficaces expérimentales; d'autre part, le processus (^{3}He-d-t) est négligeable par rapport à celles-ci. Nous avons évalué le mécanisme correspondant au passage par un état excité de la cible pour les réactions (^{3}He,t) sur ^{12}C et ^{9}Be. Dans ces deux cas, les sections efficaces de réaction (^{3}He,^{3}He'), sur le niveau intermédiaire, étaient beaucoup plus importantes que celles de réaction (^{3}He,t). Alors que pour le ^{12}C on trouve des résultats du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux, les valeurs obtenues sur ^{9}Be sont beaucoup plus faibles. Toutes les distributions angulaires obtenues sont peu structurées et plates aux angles avant. On ne peut donc expliquer la remontée à l'avant des points expérimentaux pour les transitions 2^+. D'autre part, l'importance de ces processus a décru en fonction de l'énergie incidente puisqu'à 50 MeV les sections efficaces (^{3}He-α-t) sont d'un ordre de grandeur ou deux plus importantes que les résultats expérimentaux.

L'importance des processus que l'on néglige par un calcul DWBA est, à l'heure actuelle, une question ouverte, et il sera très intéressant de posséder des données expérimentales à des énergies intermédiaires entre 70 et 217 MeV. Il serait aussi souhaitable d'avoir des résultats expérimentaux à la fois sur d'autres niveaux, et d'autres cibles à 217 MeV de façon à étendre l'étude qui a été faite à basse énergie pour des transitions correspondant à des moments transférés plus élevés. Nous n'avons pas expliqué la forme des distributions angulaires pour les transitions correspondant à un transfert J=2. Là aussi, il serait bon d'étudier d'autres transitions de ce type pour vérifier si le désaccord se confirme. Ceci sera possible grâce à l'évolution rapide des techniques de détection comme la mise au point de détecteurs solides que nous avons décrite. Les résolutions en énergie expérimentales, que l'on peut maintenant espérer atteindre, permettront l'étude de niveaux de noyaux très rapprochés à des énergies incidentes élevées.

REFERENCES

[1] G. BRUGE et al., Nucl. Phys. A129 (1969) 417.

[2] P. KOSSANYI-DEMAY, P. ROUSSEL, H. FARRAGI and R. SCHAEFFER, Nucl. Phys. A148 (1970) 181.

[3] W.L. FADNER, J.J.KRAUSHAAR and L.C. FARWELL, Nucl. Phys. A178 (1972) 385.

[4] J.R. COMFORT, J.P. SCHIFFER, A. RICHTER and M.M. STAUTBERG, Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1338.

[5] E. ROST and P.D. KUNZ, "The Argonne (^{3}He,t) Symposium"(1970), Informal Report PHY-1970 A.

[6] R. SCHAEFFER, "The Argonne (^{3}He,t) Symposium"(1970), Informal Report PHY-1970 A.

[7] W.R. COKER, T. UDAGAWA and H.H. WOLTER, Phys. Rev. C7 (1973) 1154.

[8] A.S. CLOUGH and C.J. BATTY, B.E. BONNER and L.E. WILLIAMS, Nucl. Phys. A143 (1970) 385.

[9] J.D. ANDERSON, C. WONG and J.W. Mc CLURE, Phys. Rev. 129 (1969) 2718.

[10] G.C. BALL and J. CERNY, Phys. Rev. 177 (1969) 1466 et les références citées.

[11] P.G. ROOS and C.D. GOODMAN, in "Nuclear Isospin" édité par J.D. ANDERSON (1969) 297.

[12] A. RICHTER et al., Phys. Rev. C5 (1972) 821.

[13] R.C. BEARSE et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 884.

[14] V.A. MADSEN, Nucl. Phys. 80 (1966) 177.

[15] R. SCHAEFFER, Nucl. Phys. A158 (1970) 321.

[16] R. SCHAEFFER, Nucl. Phys. A164 (1971) 145.

[17] R.A. HINRICHS, R. SCHERR, G.M. CRAWLEY and I. PROCTOR, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 829.

[18] W.L. FADNER, J.J. KRAUSHAAR and S.I. HAYAKAWA, Phys. Rev. C5 (1972) 859 ; Phys. Lett. 40B (1972) 49.

[19] R. SCHAEFFER and N.K. GLENDENNING, Nucl. Phys. A207 (1973) 321.

[20] R. SCHAEFFER and G.F. BERTSCH, Phys. Lett. 38B (1972) 159.

[21] M. TOYAMA, Nucl. Phys. A211 (1973) 254.

[22] H. HAFNER, H.H. DUHM, T. KNÖPFLE and M. ROGGE, Annual Report of Jülich Institut (1974) 47.

[23] J. Van de WIELE, Rapport IPNO.Ph.N.73.11, Université Paris-Sud (1973).

[24] L. FEUVRAIS, Colloque de Lyon "Les méthodes d'identification en physique nucléaire", (1967) 1.
C. DETRAZ, contribution au même colloque.

[25] L. MARCUS, Thèse d'Etat, Orsay (1970).

[26] L. STAB, Contribution à l'école d'été sur "Les méthodes expérimentales de la physique nucléaire", Les Houches, Sept. 1974.

[27] C.R. GRUHN et al., I.E.E.E., Trans. Nucl. Sci. NS 15, 3 (1968) 337.

[28] D. DORCIOMAN, R. BERTINI, M. HAGE-ALI, P. SIFFERT and L. STAB, "2nd Conference on semi-conductor detectors for Nuclear radiations", Munich (1971).

[29] Y.S. HOROWITZ et al., Nucl. Phys. A134 (1969) 577.

[30] R.H. PEHL, D.A. LANDIS and F.S. GOULDING, Rapport UCRL 16722 (1966).

[31] L. STAB, communication privée et réf. [25].

[32] D. PROTIĆ and G. RIEPE, Nucl. Inst. and Meth. 101 (1972) 55.

[33] G. RIEPE and D. PROTIĆ, Nucl. Inst. and Meth. 101 (1972) 77.

[34] B. SUNDQVIST, E. HAGBERG and P. GRAFSTRÖM, Nucl. Inst. and Meth. 94 (1971) 343.

[35] M. MAKINO, C.N. WADDELL and R.M. EISBERG, Nucl. Inst. and Meth. 60 (1968) 109.

[36] M. MAKINO et al., "Symposium on semi-conductor detectors for nuclear radiations", Munich (1971); Nucl. Inst. and Meth. 80 (1970) 299 ; Nucl. Inst. and Meth. 81 (1970) 125.

[37] V. COMPARAT, communication privée.

[38] V. COMPARAT, G. CHESNEAU, R. MARGARIA and F. REIDE, Nucl. Inst. and Meth. 112 (1973) 519.
V. COMPARAT et al., Nucl. Phys. A221 (1974) 403.

[39] A. MESSIAH, Mécanique quantique, Dunod, Paris (1959).

[40] R. SCHAEFFER, Thèse de Doctorat, C.E.A. R4000 (1969).

[41] N. WILLIS, I. BRISSAUD, Y. Le BORNEC, B. TATISCHEFF and G. DUHAMEL, Nucl. Phys. A204 (1973) 454.

[42] B. TATISCHEFF and I. BRISSAUD, Nucl. Phys. A155 (1970) 89.

[43] M.E. CAGE et al., Nucl. Phys. A183 (1972) 449, et les références citées ; C.B. FULMER and J.C. HAFELE, Phys. Rev. C8 (1973) 172.

[44] D.F. JACKSON and C.G. MORGAN, Phys. Rev. 175 (1968) 1402.

[45] F.D. BECHETTI and G.W. GREENLEES, Annual Report 1969, J.H. WILLIAMS, Laboratory of Nuclear Physics, University of Minnesota.

[46] G.R. SATCHLER, in "Isospin in Nuclear Physics" (1969) 391.

[47] F.D. BECHETTI and G.W. GREENLEES, Phys. Rev. 182 (1969) 1190.

[48] T.F. SMITH and P.D. KUNZ, Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 1173 ; P.P. URONE, L.W. PUT, B.W. RIDLEY and G.D. JONES, Nucl. Phys. A167 (1971) 383.

[49] R.H. BASSEL and R.M. DRISKO, in "Proceedings of Symposium on direct reactions with ^{3}He". Institut of Physical and Chemical Research Cyclotron Progress Report.

[50] G.W. GREENLEES, G.J. PYLE and Y.C. TANG, Phys. Rev. 171 (1968) 1115.

[51] N.K. GLENDENNING, Phys. Rev. B137 (1965) 102.

[52] Y. TERRIEN, Thèse de Doctorat, Orsay, Paris-Sud (1973).

[53] C.W. WONG and C.Y. WONG, Nucl. Phys. A91 (1967) 433.

[54] J.Y. PARK and G.R. SATCHLER, Particles and Nuclei 1 (1971) 233.

[55] G.R. SATCHLER, Phys. Lett. 35B (1971) 279.

[56] G.R. SATCHLER, "Proc. 3rd Int. Symp. on Polarization Phenomena", Madison, (1970).

[57] I. BRISSAUD, Y. Le BORNEC, B. TATISCHEFF, L. BIMBOT, M.K. BRUSSEL et G. DUHAMEL, Nucl. Phys. A191 (1972) 145 ; L. BIMBOT, Thèse de Doctorat, Orsay, Paris-Sud (1973) n°1198 ; ODABAL, programme DWBA, Orsay.

[58] F. PETROVITCH et al., Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 895.

[59] S.M. AUSTIN, Contribution to "Gull Lake Symposium on the two-body force in nuclei" (1971).

[60] W.G. LOVE and L.J. PARISH, Nucl. Phys. A157 (1970) 625.

[61] S.I. HAYAKAWA and E. ROST, Phys. Lett. 29B (1969) 327.

[62] V. GILLET and N. VINH-MAU, Nucl. Phys. 54 (1964) 321.

[63] W.G. LOVE, Phys. Lett. 35B (1971) 371.

[64] J. RAYNAL, Trieste Lectures (1971) 75.

[65] G.W.GREENLEES, W.MAKOFSKE and G.J. PYLE, Phys. Rev. C1 (1970) 1145.

[66] T.W. DONNELLY, Phys. Rev. C1 (1970) 833 ;
T.W. DONNELLY, J.D. WALECKA, I. SICK and E.B. HUGHES, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1196.

[67] G.A. PROCA and D.B. ISABELLE, Nucl. Phys. A109 (1968) 177 ;
G.A. PROCA, Thèse de Doctorat, Orsay, (1966) n°138.

[68] A. YAMAGUCHI et al., Phys. Rev. C3 (1971) 1750.

[69] S. COHEN and D. KURATH, Nucl. Phys. 73 (1965) 1.

[70] J.B. FRENCH, E.C. HALBERT, J.B.Mc GRORY and S.S. WONG, Advances in Nuclear Physics, Vol.3 (1969) 193.

[71] S. COHEN and D. KURATH, Nucl. Phys. A101 (1967) 1.

[72] A.P. ZUKER, Communication privée.

[73] P.D. KUNZ et al., Phys. Rev. 185 (1969) 1528.

[74] Y. TERRIEN and J.L. ESCUDIE, Phys. Lett. 45B (1973) 235.

[75] G.W. HOFFMANN and W.R. COKER, Phys. Lett. 47B (1973) 285.

[76] W.L. FADNER et al., Phys. Lett. 40B (1972) 49.

[77] S.I. HAYAKAWA, W.L. FADNER, J.J. KRAUSHAAR and E.ROST, Nucl. Phys. A139 (1969) 465.

[78] L. BIMBOT, B. TATISCHEFF, I. BRISSAUD, Y. Le BORNEC, N. FRASCARIA and A. WILLIS, Nucl. Phys. A210 (1973) 397.

[79] N. WILLIS, résultats à paraître.

[80] R.W. GIVENS, M.K. BRUSSEL and A.I. YAVIN, Nucl. Phys. A187 (1972) 490.

[81] G.W. HOFFMANN, Phys. Rev. C8 (1973) 761.

[82] P.D. KUNZ, L.D. RICKERTSEN and G.W. HOFFMANN, Phys. Rev. C9 (1974) 1659.

[83] S.I. HAYAKAWA, Phys. Rev. C8 (1973) 761.

[84] P.D. KUNZ and E. ROST, Phys. Lett. 47B (1973) 136.

[85] T. UDAGAWA, H.H. WOLTER and W.R. COKER, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1507.

[86] M. TOYAMA, Phys. Lett. 49B (1974) 311.

[87] E. ROST, Communication privée.

[88] E. GERLIC et al., Phys. Lett. 52B (1974) 39.

[89] G. DUHAMEL et al., Nucl. Phys. A174 (1971) 485.

[90] B. DUELLI et al., Phys. Lett. 23 (1966) 485 ;
O. ASPELUND et al., Annual Report of Jülich Institut (1972) 11.

[91] Valeurs données par KUNZ et ROST dans les codes CHUCK et DWUCK.

[92] N.B. De TACKACSY, Phys. Lett. 42B (1972) 1.

[93] M. TOYAMA, Phys. Lett. 38B (1972) 147.

[94] W.R. COKER, T. UDAGAWA and H.H. WOLTER, Phys. Lett. 46B (1973) 27.

[95] R.A. HINRICHS and D.L. SHOW, Phys. Rev. C6 (1972) 1257.

[96] M.B. JOHNSTON, L.W. OWEN and G.R. SATCHLER, Phys.Rev. 142 (1966) 748.

[97] T. LAURITSEN and F. AJZENBERG-SELOVE, Nucl. Phys. 78 (1966) 1;
Nucl. Phys. A114 (1968) 1.

[98] G.R. SATCHLER, "Lectures in Theoretical Physics"(1965) University of Colorado Press, Boulder.

TABLEAUX DE L'APPENDICE I

Valeurs des sections efficaces différentielles aux différents angles de mesure pour les différentes réactions étudiées (données dans le système C.M.).

Niveaux atteints		g.s. (1^+)		0,97 MeV (2^+)		3,55 MeV (2^-)	
$\theta°_{lab}$	$\theta°_{C.M}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$
5	6,4	3,52	0,7	3,23	0,6	-	-
6	7,7	4,15	0,47	1,82	0,24	1,7	0,42
8	10,2	3,36	0,36	1,23	0,15	1,64	0,57
10	12,8	1,97	0,21	0,56	0,067	0,88	0,44
12	15,3	0,97	0,11	0,31	0,04	0,54	0,16
12,5	16	0,94	0,20	0,25	0,07	0,37	0,18
15	19,3	0,50	0,1	0,20	0,06	0,11	0,05
17,5	22,3	0,24	0,05	0,11	0,03	0,042	0,014
20	25,5	0,095	0,025	0,046	0,014	0,015	0,005
22,5	28,6	0,024	0,006	0,023	0,007		

Tableau 1. Valeurs des sections efficaces $(d\sigma/d\Omega)_{C.M}$ pour la réaction $^{12}C(^3He,t)^{12}N$.

Niveaux atteints		g.s. (0^+)		3,36 MeV (2^+)		5,6 MeV (2^+)	
$\theta°_{lab}$	$\theta°_{C.M}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$
6	7,93	0,29	0,05	1,36	0,18	1,67	0,20
6	7,93	0,43	0,07	0,97	0,15	2,0	0,30
8	10,57	0,28	0,05	0,79	0,11	1,31	0,20
10	13,21	0,20	0,03	0,47	0,07	0,91	0,14
12	15,84	0,11	0,02	0,16	0,02	0,27	0,04
15	19,78	0,065	0,01	0,096	0,015	0,11	0,07
20	26,32	0,012	0,002	0,027	0,004	0,016	0,003

Tableau 2. Valeurs des sections efficaces $(d\sigma/d\Omega)_{C.M}$ pour la réaction $^{10}B(^3He,t)^{10}C$.

Niveaux atteints		g.s. $(3/2^-)$		2,33 MeV $(5/2^-)$		2,8 MeV $(5/2^+)$	
$\theta°_{lab}$	$\theta°_{C.M}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$
5	6,77	6,6	0,7	2,95	0,50	1,17	0,24
6	8,12	3,7	0,37	2,62	0,42	0,42	0,09
7,75	10,52	2,44	0,24	1,30	0,20	0,4	0,08
9,5	12,8	2,64	0,26	1,04	0,17	0,43	0,09
10	13,5	2,47	0,23	1,07	0,17	-	-
12	16,2	1,46	0,15	0,55	0,09	0,27	0,06
14,5	19,6	0,55	0,12	0,21	0,07	-	-
15	20,3	0,36	0,04	0,15	0,025	0,15	0,03
17	22,9	0,18	0,04	0,093	0,028	0,047	0,018
19,5	26,3	0,12	0,03	0,066	0,019	0,034	0,013
20	27	0,085	0,008	0,068	0,011	0,02	0,005
21,5	28,9	0,039	0,01	0,008	0,002	0,026	0,01

Tableau 3. Valeurs des sections efficaces $(d\sigma/d\Omega)_{C.M}$ pour les niveaux atteints par la réaction $^9Be(^3He,t)^9B$.

Niveaux atteints		g.s. (3/2⁻)		2 MeV (1/2⁻)		4,3 MeV (5/2⁻)		4,8 MeV (3/2⁻)		6,48 MeV (7/2⁻)		8,11 MeV (5/2⁻)	
$\theta°_{lab}$	$\theta°_{C.M}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$
5	6,46	3,03	0,18	1,29	0,1	1,89	0,25	1,55	0,2	0,80	0,1	1,25	0,16
6	7,75	1,85	0,12	1,08	0,08	1,18	0,14	0,98	0,13	0,46	0,06	1,24	0,16
8	10,33	1,46	0,06	0,92	0,05	0,92	0,01	0,92	0,1	0,37	0,036	1,1	0,1
8	10,33	1,70	0,2	1	0,15	1,13	0,2	0,68	0,13	0,71	0,14	1,4	0,24
10	12,9	1,21	0,05	0,5	0,02	0,78	0,08	0,33	0,04	0,27	0,02	0,63	0,07
10	12,9	1,33	0,06	0,64	0,08	0,92	0,01	0,40	0,048	0,30	0,02	0,64	0,07
10	12,9	1,29	0,13	0,5	0,06	0,70	0,1	0,39	0,06	0,21	0,03	0,61	0,09
12	15,48	1	0,04	0,29	0,018	0,57	0,07	0,195	0,02	0,146	0,013	0,39	0,045
12	15,48	0,83	0,09	0,27	0,03	0,55	0,07	0,27	0,04	0,158	0,022	0,39	0,06
15	19,33	0,34	0,02	0,11	0,007	0,13	0,016	0,13	0,016	0,078	0,007	0,12	0,0
20	25,7	0,032	0,002	0,013	0,001	0,026	0,003	0,006	0,0009	0,015	0,001	0,018	0,0023

Tableau 4. Valeurs de sections efficaces $(d\sigma/d\Omega)_{C.M}$ pour la réaction $^{11}B(^{3}He,t)^{11}C$.

$^{12}C(^{3}He,^{3}He')^{12}C$ 15.11 MeV (1^+)

θ° lab	θ° C.M	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$
3,75	4,75	2,66	0,2
5,75	7,28	3,3	0,2
9	11,37	1,47	0,15
11,75	14,86	0,63	0,10
14	17,7	0,43	0,10
16	20,2	0,27	0,07
18	22,75	0,14	0,03

$^{12}C(^{3}He,^{3}He')^{12}C$ 16.11 MeV (2^+)

θ° lab	θ° C.M	$\bar{\sigma}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$
3,75	4,75	1,25	0,2
5,75	7,28	1,48	0,20
9	11,4	0,65	0,15
11,75	14,86	0,29	0,10
14	17,7	0,20	0,07
16	20,2	0,19	0,07
18	22,7	0,080	0,03

Tableau 5. Valeurs des sections efficaces $(d\sigma/d\Omega)_{C.M}$ pour la réaction $^{12}C(^{3}He,^{3}He')^{12}C$.

Niveaux atteints		g.s. $3/2^-$		2,43 MeV $(5/2^-)$	
θ° lab	θ° C.M	$\bar{\sigma}_{C.M}$ mb/sr	$\pm\Delta\bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_{C.M}$ mb/sr	$\pm \Delta\bar{\sigma}$
6	8,1	2337	116	106	5,2
7	9,5	1043	52	74,5	3,8
8	10,8	429	21	65	3,0
9	12,2	204	10	46	2,3
11	14,9	99	5	18	0,9
12	16,2	90,6	4,5	11	0,5
13	17,6	73,6	3,6	8,2	0,45
14	18,9	54,5	2,7	6,9	0,3
16	21,6	20	1	6,0	0,3
18	24,3	6,4	0,3	3,3	0,16
20	26,9	2,6	0,13	1,3	0,06
22	29,6	1,34	0,07	0,58	0,03
24	32,25	0,62	0,03	0,31	0,014
26	34,9	0,26	0,01	0,20	0,008
27	36,2	0,15	0,007	0,14	0,006
28	37,5	0,09	0,004		
30	40,15	0,03	0,001		

Tableau 6. Valeurs des sections efficaces $(d\sigma/d\Omega)_{C.M}$ pour la réaction $^{9}Be(^{3}He,^{3}He')^{9}Be$.

TABLEAU DE L'APPENDICE II

Valeurs de l'élément de matrice

$$\langle J_f\ T_f \| \left[A_j \times B_{j'} \right]^{JT} \| J_i\ T_i \rangle$$

pour les différents noyaux étudiés.

Réaction	Transition	J possible	$[A_{3/2} \times B_{3/2}]$	$[A_{3/2} \times B_{1/2}]$	$[A_{1/2} \times B_{3/2}]$	$[A_{1/2} \times B_{1/2}]$
$^{10}B(^{3}He,t)^{10}C$	$3^+ \rightarrow 0^+$ (g.s.)	3	- 0,548	0	0	0
	$3^+ \rightarrow 2^+$ (3,36MeV)	3	0,538	0	0	0
		2	- 0,067	0,24	- 0,26	0
		1	0,22	- 0,194	- 0,444	- 0,023
	$3^+ \rightarrow 2^+$ (5,6 MeV)	3	0,395	0	0	0
		2	- 0,041	0,215	0,23	0
		1	0,48	- 0,195	0,6	- 0,041
$^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B$	$3/2^- \rightarrow 3/2^-$ (g.s.)	3	0,75	0	0	0
		2	0,2	0,1	- 0,1	0
		1	0,67	- 0,065	0,065	- 0,09
		0	0,93	0	0	0,096
	$3/2^- \rightarrow 5/2^-$ (2,33 MeV)	3	0,31	0	0	0
		2	- 0,53	0,14	- 0,36	0
		1	- 0,56	- 0,33	- 0,17	- 0,076
$^{11}B(^{3}He,t)^{11}C$	$3/2^- \rightarrow 3/2^-$ (g.s.)	3	- 0,76	0	0	0
		2	0,67	- 0,067	0,067	0
		1	- 0,7	- 0,12	0,12	0,24
		0	0,62	0	0	0,53
	$3/2^- \rightarrow 1/2^-$ (2 MeV)	2	0,007	0,51	0,1	0
		1	- 0,08	- 0,39	0,47	- 0,009
	$3/2^- \rightarrow 5/2^-$ (4,3 MeV)	3	0,124	0	0	0
		2	0,001	- 0,002	- 0,543	0
		1	- 0,053	- 0,09	- 0,61	0,38
	$3/2^- \rightarrow 3/2^-$ (4,8 MeV)	3	0,264	0	0	0
		2	- 0,263	- 0,10	0,275	0
		1	0,23	0,10	0,725	0,236
		0	- 0,21	0	0	0,29
	$3/2^- \rightarrow 7/2^-$ (6,48 MeV)	3	0,01	0	0	0
		2	- 0,043	- 0,07	0,959	0
	$3/2^- \rightarrow 5/2^-$ (8 MeV)	3	0,087	0	0	0
		2	- 0,24	0,10	0,25	0
		1	0,12	0,34	0,85	0,27
$^{12}C(^{3}He,t)^{12}N$	$0^+ \rightarrow 1^+$ (g.s.)	1	0,082	0,33	0,69	0,07
	$0^+ \rightarrow 2^+$ (0,97 MeV)	2	0,048	- 0,113	0,69	0

APPENDICE III

RAPPELS CONCERNANT L'EVALUATION DU TERME D'ECHANGE. HYPOTHESES FAITES.

Le développement du calcul se trouve dans les références [15] et [58].

L'interaction nucléon-nucléon v doit être remplacée par une interaction non locale $v + v'$, où :

$$v' = -v\, P_\sigma . P_\tau . P_r$$

P_σ, P_τ et P_r sont respectivement les opérateurs d'échange de spin, d'isospin et de variables d'espace.

Petrovitch [58] montre qu'on peut remplacer l'élément de matrice exprimant l'échange $\langle K_i, k_i | v' | K_j, k_j \rangle$ par l'élément de matrice direct d'une force effective de portée nulle et dont l'intensité dépend de l'énergie :

$$\langle K_i, k_i | v+v' | K_j, k_j \rangle \approx \langle K_i, k_i | w | K_j, k_j \rangle$$

où :

$$w = Vf(r) + V_1 \delta(r) \int e^{i\chi x} f(x)\, dx$$

$$v = Vf(r)$$

Dans toutes les expressions k_i, k_j se rapportent aux nucléons du projectile, K_i, K_j désignent les états des nucléons de la cible, χ est le moment relatif des nucléons échangés.

Si V s'écrit sous la forme (12), on peut calculer V_1 :

$$V_1 = \alpha_1 + \beta_1\, \vec{\sigma}_K . \vec{\sigma}_k + \gamma_1\, \vec{\tau}_K . \vec{\tau}_k + \delta_1 (\vec{\sigma}_K . \vec{\sigma}_k) . (\vec{\tau}_K . \vec{\tau}_k)$$

où :

$$\alpha_1 = -\frac{1}{4} (\alpha + 3\beta + 3\gamma + 9\delta)$$

$$\beta_1 = -\frac{1}{4} (\alpha - \beta + 3\gamma + 3\delta)$$

$$\gamma_1 = -\frac{1}{4} (\alpha + 3\beta - \gamma - 3\delta)$$

$$\delta_1 = -\frac{1}{4} (\alpha - \beta - \gamma + \delta)$$

Après avoir fait la moyenne sur la distribution de matière du projectile, on a :

$$v^E(r) = V_1 . \rho(r) \int e^{i\chi x} f(x)\, dx$$

Si l'on tient compte du fait que la réaction a lieu à la surface du noyau et du projectile où l'énergie des nucléons est en moyenne plus faible qu'à l'intérieur, on arrive à :

$$\chi \approx \frac{m}{M} K$$

K est le moment du projectile, M sa masse et m la masse du nucléon.

Lorsque la densité du projectile et l'interaction nucléon sont de forme Gaussienne, on trouve pour $v^E(r)$:

$$v^E(\mathbf{x}) = V_1 \cdot e^{-\frac{1}{4}\chi^2\mu_n^2} \left(\frac{\mu_n}{\mu_E}\right)^3 e^{(-r/\mu_E)^2}$$

avec : $\mu_E = \lambda$ λ portée de la densité de matière de ^3He.

$\mu_n =$ portée de l'interaction nucléon-nucléon.

C'est la formule donnée en (22).